

SÉRIE A, N° 3200

N° D'ORDRE :

4072

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MARCEL VIVARGENT

1^{re} THÈSE. — FOCALISATION ET ANALYSE DU FAISCEAU DU CYCLOTRON DU COLLÈGE DE FRANCE. UTILISATION DU FAISCEAU ANALYSÉ DE PARTICULES α A L'EXCITATION COULOMBIENNE DE NOYAUX LOURDS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 2 juin 1958 devant la Commission d'examen.

MM. JOLIOT *Président.*

GRIVET..... }
TEILLAC..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1959

SÉRIE A, N° 3200

N° D'ORDRE :

4072

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MARCEL VIVARGENT

1^{re} THÈSE. — FOCALISATION ET ANALYSE DU FAISCEAU DU CYCLOTRON DU COLLÈGE DE FRANCE. UTILISATION DU FAISCEAU ANALYSÉ DE PARTICULES α A L'EXCITATION COULOMBIENNE DE NOYAUX LOURDS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 2 juin 1958 devant la Commission d'examen.

MM. JOLIOT	<i>Président.</i>
GRIVET.....	} <i>Examineurs.</i>
TEILLAC.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen J. PÉRÈS

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	EICHHORN	T	Biol. végétale (S.P.C.N.).
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	DE CUGNAC		Biol. végétale (S.P.C.N.).
PAUTHENIER	T	Électrotechnique générale	M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie physique.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	THELLIER	T	Physique du Globe.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	L'HÉRITIER	T	Génétique.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	GRIVET	T	Radioélectricité.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	PONCIN	T	Mécanique générale.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	THIERY	T	Mécanique appliquée.
M. CURIE	T	Physique (S.P.C.N.).	DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	QUELET	T	Chimie organique.
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
J. BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
PLANTEFOL	T	Botanique.	CUVILLIER	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	JUNG	T	Pétrographie.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	WIEMANN	T	Chimie organique et structurale.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et Phys. céleste.
WYART	T	Minéralogie.	VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
TEISSIER	T	Zoologie.	DESTOUCHES		Théories physiques.
MANGENOT	T	Biologie végétale.	M. PRUVOST	T	Géologie.
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	AMIEL	T	Chimie générale (P.C.B.).
MONNIER	T	Physiol. générale.	HOCART	T	Minéralogie.
LIVETEAU	T	Paléontologie.	J.-P. MATHIEU	T	Physique (P.C.B.).
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.).
H. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	MAY	T	Biologie animale (P.C.B.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.	CHOQUET	T	Calcul diff. et intégral.
FAYARD	T	Géométrie supérieure.	FELDMANN	T	Biologie (P.C.B.).
COULOMB	T	Physique du Globe.	GUINIER	T	Physique des solides.
M ^{lle} COUSIN	T	Biol. animale (S.P.C.N.).	JOST	T	Physiologie comparée.
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	FORTET	T	Calcul des probabilités.
P. DRACH	T	Zoologie.	SCHWARTZ	T	Calcul diff. et intégr.
KASTLER	T	Physique.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
EPHRUSSI	T	Génétique.	MALAVARD	T	Aviation.
WURMSER	T	Biol. physico-chimique.	BRELOT	T	Calcul différentiel.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.).	NORMANT	T	Chimie organ.
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).	BÉNARD	T	Chimie (P.C.B.).
LUCAS	T	Recherches physiques.	RUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	DUGUÉ	T	Statistiques Math.
ARNULF	T	Optique appliquée.	GÉLOSO	T	Chimie (S.P.C.N.).
M. MORAND	T	Enseignement de physique.	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
SOLEILLET	T	Physique.	ULRICH	T	Physiologie végétale.
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
DANJON	T	Astronomie.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
LAPORTE	T	Physique générale et Radioactivité.	CHADEFAUD		Botanique.
JANET	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	DESTRIAU	T	Physique (M.P.C.).
PETIT	T	Biologie maritime.	M ^{lle} LE BRETON	T	Physiologie générale.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	SALEM	T	Mathématiques générales.
GALLIEN	T	Embryologie.	LELONG	T	Mathématiques générales.
			DEVILLENS		Anatomie et Histologie comparées.
			EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
			FRANÇON		Physique (S.P.C.N.).
			GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
			GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.).

PROFESSEURS (suite)

PISOT	T	Calcul des probabilités.	OLMER	T	Énergétique générale.
E. ROCH	T	Géologie.	ROUAULT	T	Physique générale.
SCHATZMANN		Astrophysique.	GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.	BARCHEWITZ		Chimie Physique.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.	BROSSEL		Physique atomique.
JOLIOT	T	Physique nucléaire et Radioactivité.	BUSER		Biol. animale (P.C.B.).
LENNUIER		Physique (P. C. B.).	CAMUS		Biol. végétale (P.C.B.).
RIZET		Génétique.	CASTAING		Physique générale.
M ^{me} TONNELAT		Théories physiques.	CURIEN		Minéralogie et Cristallographie.
DIXMIER		Mathématiques (M.P.C.).	MOYSE		Physiologie végétale.
SOUGHAY		Chimie générale (P.C.B.).	NOIROT		Evolution des êtres organisés.
AIGRAIN		Physique (P.C.B.).	PANNETIER		Chimie (P.C.B.).
BRUSSET		Chimie minérale.	POSSOMPES		Biol. animale (P.C.B.).
M. LÉVY		Physique théorique.	PULLMANN		Chimie théorique.
LENORMANT		Physiologie.	TEILLAC		Physique nucléaire et Radioactivité.
M ^{me} CHAIX		Chimie biologique.	TONNELAT		Biol. physico-chimique.
M ^{me} HUREL-PY		Biol. végétale (P.C.B.).	VILLE		Économétrie.
PIAUX		Chimie (P.C.B.).	WILLEMART		Chimie (P.C.B.).
BRUN		Méc. expér. des fluides.	DODÉ		Chimie.
LEDERER	T	Chimie biologique.	FREYMAN		Physique (S.P.C.N.).
M ^{me} DUBREIL	T	Mathématiques.	GUINOCHE		Biol. végétale (Orsay).
M ^{me} LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.).	ROLLET		Chimie (P.C.B.).
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).	M ^{me} JOSIEN		Chimie (P.C.B.).
COTTE	T	Physique (M.P.C.).	CHEVALLEY	T	Géom. alg. et théor. des groupes.
J. E. DUBOIS	T	Chimie (S.P.C.N.).	DESNUELLE	T	Chimie biologique.
LAMOTTE		Zoologie (E.N.S.).			
MICHEL	T	Chimie (S.P.C.N.).			

Secrétaire Général C. MONIER.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

A MA FEMME

A MES PARENTS

Ce travail a été effectué avec le Cyclotron alors installé au Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France, sous la Direction de M. le Professeur Joliot-Curie à qui je tiens à témoigner ici de ma plus vive reconnaissance.

J'ai le plaisir de pouvoir remercier M. Savel, Sous-Directeur du Laboratoire, qui s'est toujours efforcé à me procurer l'appareillage important nécessaire à mon travail.

J'ai obtenu auprès de M. Bruck du Commissariat à l'Energie Atomique de précieux conseils lors de la mise au point de mes projets.

M. Marty m'a apporté, au cours de mes expériences le soutien permanent de ses avis éclairés et toujours dispensés avec bienveillance.

Je dois à MM. Renard et Duquesne une collaboration étroite lors de mes expériences d'excitation coulombienne. Qu'ils soient remerciés pour les nombreuses heures pendant lesquelles ils m'ont prodigué une aide efficace.

J'ai bénéficié des suggestions de Mme Marty au cours de nombreuses discussions qu'elle a bien voulu m'accorder.

Il m'est également agréable de remercier le Personnel de l'atelier dont M. Joliot-Curie m'avait confié la direction lors de la réalisation du travail mécanique nécessaire à mes installations, et tous ceux qui, au Laboratoire, ont bien voulu distraire un peu de leur temps personnel pour me le consacrer. M. Debray, en particulier, a bien voulu nous assister lors de nos expériences de nuit.

C'est grâce au C. N. R. S., où j'ai bénéficié d'une allocation d'Attaché de Recherches que j'ai pu connaître, au cours de ce long travail, toutes les joies et les misères qui sont l'apanage du métier de Chercheur.

FOCALISATION ET ANALYSE
DU FAISCEAU DU CYCLOTRON
DU COLLÈGE DE FRANCE
UTILISATION DU FAISCEAU ANALYSÉ
DE PARTICULES α
A L'EXCITATION COULOMBIENNE DE NOYAUX LOURDS (*)

Par MARCEL VIVARGENT

SOMMAIRE

INTRODUCTION.

CHAPITRE PREMIER. — *Caractéristiques d'utilisation du cyclotron.*

CHAPITRE II. — *Étude du faisceau de deutons.*

- 2.1. Dispositif utilisé.
- 2.2. Étude de la géométrie du faisceau.
- 2.3. Répartition de l'intensité.
- 2.4. Mesure de l'intensité.
- 2.5. Détermination de l'énergie du faisceau.

CHAPITRE III. — *Focalisation du faisceau.*

- 3.1. Étude de diverses possibilités.
- 3.2. Principes de la « focalisation forte ».
- 3.3. Description des lentilles de focalisation.
- 3.4. Résultats obtenus.
- 3.5. Aimant d'analyse et chambres à réaction.

(*) Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences physiques et soutenue le 2 juin 1958 devant la Commission d'examen.

CHAPITRE IV. — *Excitation coulombienne des noyaux.*

- 4.1. Rappel théorique.
- 4.2. Méthodes expérimentales.
- 4.3. Résultats expérimentaux.

CHAPITRE V. — *Conditions expérimentales réalisées pour nos expériences d'excitation coulombienne.*

- 5.1. Dispositifs expérimentaux.
- 5.2. Comparaison des intensités du faisceau de particules α .
- 5.3. Cibles utilisées.
- 5.4. Efficacité des compteurs.

CHAPITRE VI. — *Résultats obtenus.*

- 6.1. Excitation coulombienne du tantale.
- 6.2. Excitation coulombienne de l'or.
- 6.3. Excitation coulombienne du platine.
- 6.4. Remarques sur l'excitation coulombienne du plomb.

CONCLUSION.

INTRODUCTION

Mis en service en 1938 sous la Direction de M. le Professeur Joliot, le cyclotron du Collège de France a d'abord été exclusivement utilisé à la fabrication d'éléments radioactifs. La mise en service de Zoé en 1948, suivie de celle de différentes piles, a considérablement réduit ce domaine d'utilisation.

Parallèlement, le perfectionnement des détecteurs de particules et de rayonnements permettant une mesure précise de leur intensité et de leur énergie ouvrait la possibilité d'utiliser le faisceau à des expériences de spectroscopie nucléaire.

En vue de satisfaire à cette utilisation, nous avons construit un ensemble d'appareils permettant l'extraction du faisceau hors de l'enceinte de protection du cyclotron, son analyse au moyen d'un électroaimant, son utilisation dans des chambres à réactions comportant des compteurs ou des plaques nucléaires.

Nous avons ensuite utilisé le faisceau de particules α focalisé dont l'énergie est égale à $11,3 \pm 0,3$ MeV pour réaliser des expériences d'excitation coulombienne. Nous avons choisi le tantale pour tester nos appareils ; puis nous avons étudié les réactions avec une cible de $^{197}_{79}\text{Au}$

et des cibles de platine et de plomb comportant le mélange isotopique naturel.

Ces expériences, en dehors de leur intérêt intrinsèque, ont permis de mieux connaître les possibilités offertes par le cyclotron et de préciser les perfectionnements les plus utiles en vue d'améliorer encore l'emploi du faisceau sorti.

CHAPITRE PREMIER

Caractéristiques d'utilisation du cyclotron.

Le cyclotron dont nous présentons le schéma d'installation dans la figure 1 permet l'accélération de deutons et de particules α dont les faisceaux peuvent être utilisés comme suit :

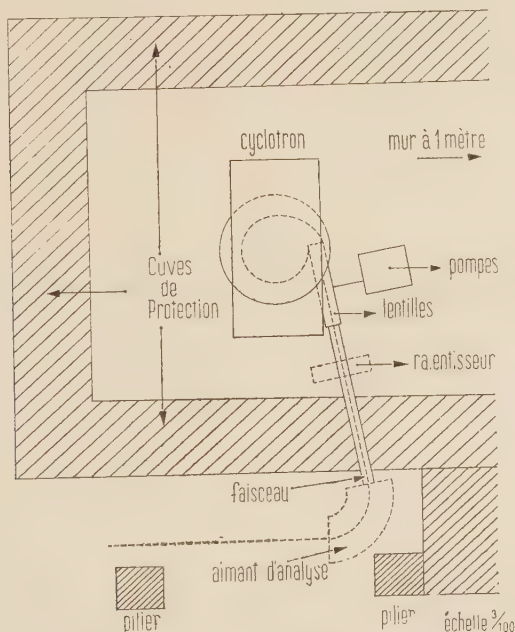


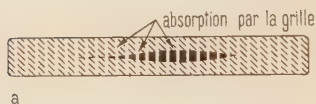
Fig. 1. — Schéma d'installation du cyclotron.

En faisceau interne. — Soit en plaçant le corps à irradier sur une sonde refroidie auquel cas on peut utiliser des énergies qui varient avec la position de la sonde sur le rayon de la chambre d'accélération.

— Soit en plaçant la cible après le déflecteur avant la fenêtre de sortie de la chambre auquel cas on obtient l'énergie maxima pour le faisceau incident.

En faisceau externe. — Les particules sortent de la chambre au travers d'une fenêtre constituée par une feuille d'aluminium de 120 mm de large, 15 mm de haut et de 20 μ d'épaisseur, maintenue à l'intérieur par une grille de laiton. Après déflexion, le faisceau de deutons dont l'énergie moyenne est de 6,3 MeV a une intensité variant avec les réglages internes entre 2 μ A et 10 μ A. Le faisceau sorti représente environ 60 p. 100 du faisceau déflécté.

On observe, en plaçant un court instant un papier au citrate sur la fenêtre de sortie, que le faisceau de deutons la couvre presque entièrement mais qu'il présente une zone d'intensité maxima ayant environ 40 mm de large et 5 mm de haut dans sa partie centrale (fig. 2 a).



a

Fig. 2a.

Emprinte du faisceau de deutons.



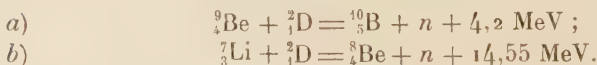
b

Fig. 2b.

Emprinte du faisceau d' α .

Le faisceau des particules α défléctées d'énergie moyenne de 12,6 MeV est beaucoup moins intense à cause du type ancien de la source d'ions utilisée (environ 0,1 μ A). De plus, sa concentration est nettement moins satisfaisante (fig. 2 b).

On peut également utiliser les neutrons rapides produits soit sur une cible de ${}^9_4\text{Be}$ soit une cible de ${}^7_3\text{Li}$ placées devant la fenêtre de sortie et provenant des réactions :



Pour des deutons de 6,3 MeV les énergies des neutrons sont de 8,5 MeV pour a) et de 17,28 MeV pour b) dans le système du centre de masse. Dans le système du laboratoire les énergies maxima sont respectivement de 10,48 MeV pour a) et 20,73 MeV pour b).

Ralentis dans la paraffine, ces neutrons peuvent être utilisés pour des irradiations en neutrons lents.

P. Savel (32) a déterminé l'équivalence du cyclotron en radium-béryllium pour la production de neutrons rapides ou de neutrons lents. Il a trouvé 600 et 650 g/ μ A pour les neutrons lents en ce qui concerne

les réactions *a*) et *b*), 410 et 1 925 g/ μ A pour les neutrons rapides et les mêmes réactions.

L'utilisation des faisceaux de particules α et de deutons pour l'étude directe de réactions nucléaires se heurtait à de sérieuses difficultés.

1) La mauvaise géométrie du faisceau et sa grande largeur d'énergie nécessitent une focalisation pour utiliser le maximum d'intensité suivie d'une analyse pour obtenir des particules d'énergie définie.

2) A moins de se limiter à l'utilisation de plaques nucléaires les expériences sont irréalisables à l'intérieur de l'enceinte de protection du cyclotron :

- d'une part le fond de rayonnement parasite est considérable ;
- d'autre part la H. F. rayonnée par la boucle d'alimentation externe des dees rend impossible l'utilisation d'appareils électroniques.

3) L'exiguïté des locaux présente de sérieux inconvénients pour la disposition des appareils.

4) Les réglages du cyclotron sont difficilement repérables. Dans ces conditions il est difficile de se replacer exactement dans les mêmes caractéristiques de fonctionnement après un remontage dû à un accident dans la chambre.

CHAPITRE II

Étude du faisceau de deutons.

Il était nécessaire de bien connaître les propriétés géométriques et énergétiques du faisceau afin de mieux déterminer les caractéristiques des appareils à construire.

2.1. Dispositif utilisé. — Nous avons fait réaliser un dispositif très simple permettant ces déterminations (fig. 3) et comportant essentiellement :

- une pièce intermédiaire, pour le raccordement au cyclotron, possédant un axe de rotation (R) ;
- un obturateur (O) avec une fente de largeur variable et de position repérable ;
- un tube $T_{(1)}$ de 102 cm de long possédant un orifice de pompage et reposant à son extrémité sur une table, par l'intermédiaire d'une plaque de duralumin dont les bords étaient munis d'une crémaillère et d'une graduation assurant des rotations mesurables autour de (R).

A l'extrémité de ce tube on avait la possibilité de placer un des trois dispositifs suivants :

a) une plaque de plexiglas sur laquelle on avait réalisé un dépôt de willémite et collé à l'extérieur une bande graduée permettant de repérer l'impact du faisceau ;

b) un dispositif de mesure de l'intensité ;

c) un dispositif de mesure de l'énergie des particules.

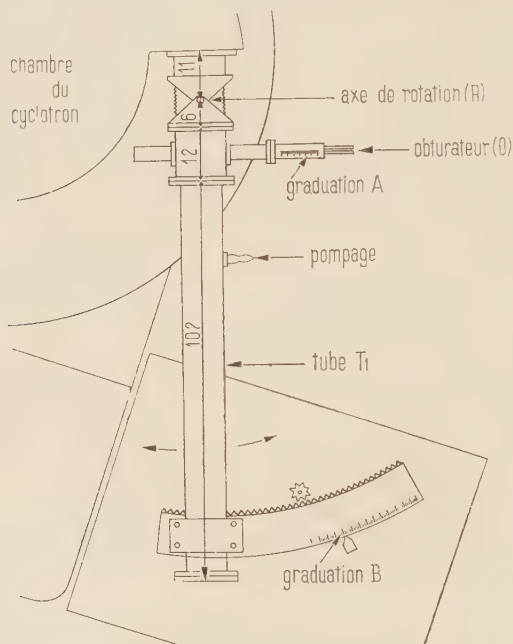


Fig. 3. — Dispositif d'étude du faisceau.

2.2. Étude de la géométrie du faisceau. — Ces expériences ont été réalisées avec le faisceau de deutons qui se trouvait être de $7 \mu\text{A}$ et le dispositif a).

L'obturateur comportait une fente de 2,5 mm de large et 20 mm de haut. Cette fente se trouvait placée dans le champ de fuite dont nous avions relevé la distribution spatiale à partir de la chambre (fig. 4).

Nous avons alors déplacé l'extrémité du tube en partant de la position la plus rapprochée de la culasse du cyclotron. Pour chacune des positions du tableau I, nous avons ajusté la fente de façon que l'impact du faisceau se situe au centre de la plaque recouverte de willémite.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

— l'empreinte du faisceau garde une largeur constante quelle que soit la position ($20 \text{ mm} \pm 2$);

— en supposant les trajectoires rectilignes à partir de la fente nous trouverions que la position de la source virtuelle se situerait à $142 \sim 146 \text{ cm}$ de l'extrémité du tube lorsqu'on s'éloigne du cyclotron;

— la hauteur de l'image reste constante et égale à 25 mm , une fente de 10 mm de haut donne une image de hauteur égale.

Afin de ne tenir compte que des parties rectilignes des trajectoires à la sortie du champ de fuite, nous avons placé un disque comportant une fente centrale de 1 mm de large et 20 cm de haut à l'intérieur du tube

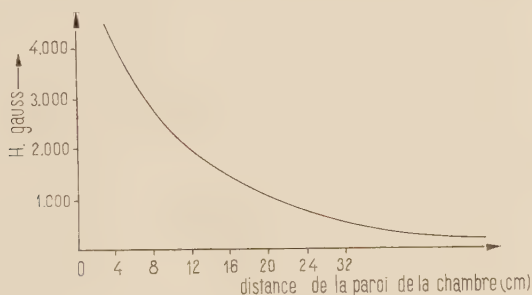


Fig. 4. — Champ de fuite du cyclotron.

à 70 cm de la plaque de willémite. Nous nous sommes mis dans les mêmes conditions que précédemment.

Nous avons observé que :

— la largeur de l'empreinte qui est de 5 à 6 mm se déplace sur l'écran de willémite de la droite vers la gauche quand on s'écarte de l'aimant ;

— les particules semblent issues d'une source dont la position varie de 132 à 136 cm de l'extrémité du tube ;

— la hauteur de l'image est inchangée.

Nous avons alors augmenté la largeur des fentes et l'ensemble des résultats a permis de conclure que :

1° Les deutons semblent issus d'une source située à $134 \text{ cm} \pm 2 \text{ cm}$ de l'extrémité du tube, c'est-à-dire à $4 \text{ cm} \pm 2 \text{ cm}$ de la sortie de la chambre.

2° La largeur de la source virtuelle est de $7 \text{ mm} \pm 1 \text{ mm}$, relativement à l'ensemble des positions du tableau I.

3° Les trajectoires issues d'un même point font au maximum un angle de $1/30$ de radian.

TABLEAU I

Positions du tube T(1).

Position	Repère sur la graduation A (mm)	Repère sur la graduation B (mm)
I . .	57	3,5
II . .	50	50
III . .	45	85
IV . .	40	118
V . .	35	150
VI . .	30	183
VII . .	25	213

2.3. Répartition de l'intensité. — Nous avons utilisé le montage de la figure 5. Les grilles G_1 et G_2 placées devant la plaque collectrice en sont soigneusement isolées. Nous nous sommes alors placés dans

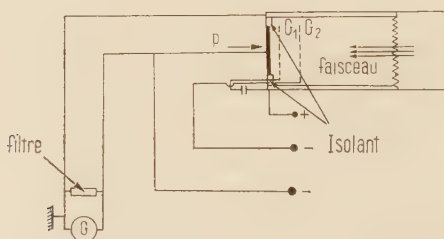


Fig. 5. — Dispositif pour la mesure de l'intensité du faisceau.

chacune des positions du tableau I. Nous avons fait pour chacune de ces positions une mesure simultanée de l'intensité recueillie sur la plaque mesurée au galvanomètre et une mesure de l'intensité du faisceau défecté.

Nous avons alors étudié les variations du rapport D/I :

- D : déviation du galvanomètre en millimètres.
- I : intensité du faisceau en μA .

2.3-1. Influence de la tension défectrice. — Le rapport D/I présente un maximum pour une certaine tension dans chacune des positions examinées. Ce maximum diminue quand on éloigne le tube de la culasse en même temps que la tension qui y correspond augmente.

Nous avons rassemblé les résultats dans la figure 6.

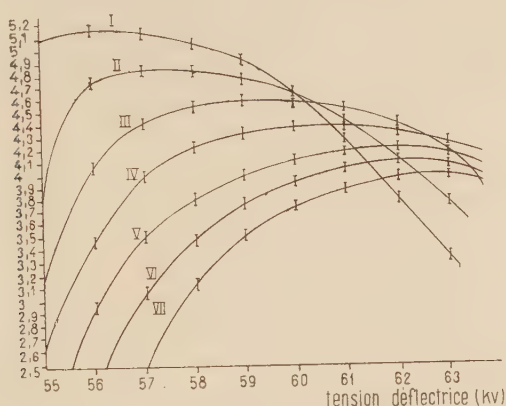


Fig. 6. — Variations du rapport D/I .

2.3-2. Influence de la pression du gaz à l'intérieur de la chambre. — Le rapport D/I est indépendant des variations de la pression du gaz, et des variations d'intensité qui en résultent.

Au cours de ces expériences la position géométrique de la chambre et de tous les appareils du cyclotron est inchangée.

2.4. Mesure de l'intensité. — Nous avons polarisé G_1 et G_2 et avons constaté que le rôle essentiel était tenu par la polarisation de G_1 . Sans polarisation nous avons recueilli un faisceau de $0,20 \mu A$ sur la plaque, pour une fente de $2,5 \text{ mm}$ de l'obturateur, le tube étant dans la position III et pour 60 kV de tension défléctrice.

Avec la polarisation de $G_1 = V_{G_1} \leq -100 \text{ V}$ cette valeur tombe à $0,14 \mu A$ et reste insensible à une diminution de V_{G_1} ; 30 p. 100 de la valeur de l'intensité sans polarisation proviennent donc des électrons arrachés.

2.5. Détermination de l'énergie du faisceau. — Nous avons adapté à l'extrémité du tube le dispositif de la figure 7. Les deux-
tons étaient diffusés à 90° par une feuille d'or d'épaisseur $\sim 5 \mu$ pesant $9,28 \text{ mg/cm}^2$ inclinée à 45° sur leur trajectoire. Après diffusion par la feuille ils pénétraient dans une plaque nucléaire Ilford C_2 de 100μ inclinée à 5° sur leur trajectoire moyenne. Chaque plaque était irradiée pendant une vingtaine de minutes.

Nous avons établi une statistique portant sur 500 traces, après avoir tenu compte des corrections dues aux erreurs suivantes :

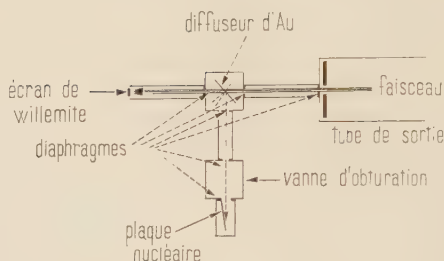


Fig. 7. — Schéma du dispositif de mesure de l'énergie des deutons.

— erreur sur l'étalonnage du microscope,
 — erreur due à la géométrie (défaut de parallélisme des traces),
 — erreur sur l'énergie perdue dans le choc, avec influence de la position lors de la traversée de la feuille.

Nous avons utilisé la formule empirique donnée par Vigneron (41) qui précise le parcours en fonction de l'énergie.

$R = KE_0^h$: K et h étant des constantes à déterminer au voisinage de l'énergie envisagée.

Nous avons pris comme valeur du pouvoir d'arrêt de l'or celle donnée par Bethe $= 4,91$ (8) pour des deutons de $E \sim 6$ MeV.

Nous nous sommes placé dans les positions I et III pour des ten-

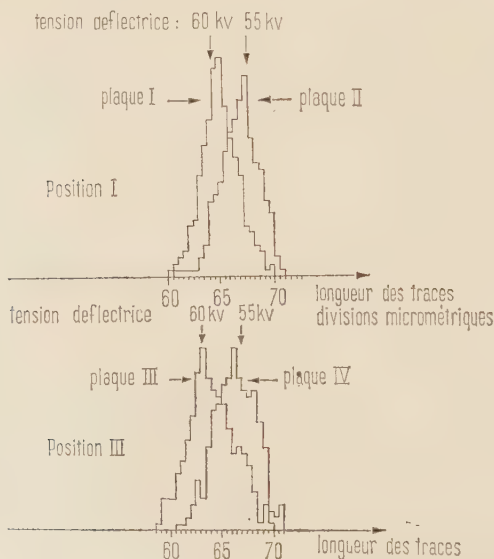


Fig. 8. — Statistiques des parcours dans les plaques des deutons diffusés.

sions défectrices de 55 et 60 kV. Ces deux positions correspondent à des distances de la fente de 18 mm dans la région la plus intense du faisceau. Les résultats sont rassemblés dans les figures 8 et le tableau II.

Nous y observons que conformément aux prévisions théoriques :

1° Pour chacune des deux positions le maximum de la réparti-

TABLEAU II
Distribution des énergies.

Position	Tensions		
I	60 kV	410 traces sur 500 sont dans la bande	6,26 MeV $\pm$ 0,19
	55 kV	410 traces " "	6,40 MeV $\pm$ 0,16
III	60 kV	426 traces sur 500 sont dans la bande	6,16 MeV $\pm$ 0,27
	55 kV	405 traces " "	6,30 MeV $\pm$ 0,19

tion se déplace vers une énergie plus haute lorsqu'on diminue la tension défectrice.

2° Pour une même tension l'énergie est plus élevée pour la position I que pour la position III, cette différence étant beaucoup plus sensible à tension plus élevée.

L'ensemble des résultats obtenus au cours de ces expériences nous montre qu'il est avant tout nécessaire de concentrer le faisceau, faute de quoi on aurait à l'extrémité de T(1) une intensité d'environ 1,4 μ A sur une surface de 50 cm² (20 $\times$ 2,5).

Les résultats consignés dans le tableau II nous montrent alors que la dimension du faisceau utilisé et la tension défectrice en déterminent les caractéristiques. Ainsi en prenant tout le faisceau couvrant les positions de I à III incluses, ce qui correspond pour l'image à l'extrémité de T(1) aux dimensions indiquées ci-dessus, nous aurons :

$$E_d (60 \text{ kV}) = 6,21 \text{ MeV} \pm 0,3 \text{ MeV},$$

$$E_d (55 \text{ kV}) = 6,35 \text{ MeV} \pm 0,24 \text{ MeV}.$$

La largeur d'énergie est environ de 5 p. 100. Ceci indique qu'on peut en analysant cette portion de faisceau concentré avec une résolution inférieure à 1 p. 100 avoir la possibilité d'obtenir une intensité égale à environ 1/5 du faisceau concentré.

Ceci nous a conduit à réaliser d'abord la concentration du faisceau.

CHAPITRE III

Focalisation du faisceau.

3.1 **Étude de diverses possibilités.** — Il existe de nombreuses solutions magnétiques et électriques pour focaliser un faisceau d'ions.

En général, on dispose d'une place suffisante pour réaliser une focalisation avec un prisme magnétique.

Ce dispositif, outre l'avantage de sa simplicité, permet non seulement la focalisation, mais l'analyse du faisceau ; les prismes magnétiques jouissent vis-à-vis des particules chargées des propriétés dispersives des prismes optiques par rapport aux rayons lumineux auxquelles s'ajoutent les propriétés focalisatrices des lentilles.

Plusieurs réalisations ont été faites dans ce sens (13) (18) (34).

Courant, Livingstone et Snyder (16) ont signalé l'intérêt du système dit « à focalisation forte » magnétique ou électrique. L'avantage de ce procédé réside dans la possibilité de concentrer un faisceau de particules énergiques sans déviation.

Les propriétés des lentilles quadripolaires magnétiques ont été bien étudiées (7) (20). Leur utilisation à la concentration des faisceaux d'ions est maintenant classique. F. B. Shull, C. E. Mac Farland, M. M. Bredschner ont employé ce type de lentilles pour concentrer le faisceau d'un cyclotron (36).

Le principe consiste en l'utilisation de deux éléments de polarités opposées. Pour chacun des éléments, les effets sont différents dans les deux plans horizontal et vertical. L'un est focalisant, l'autre défocalisant. Pour l'ensemble, l'effet est focalisant.

Il ne nous était pas possible d'adopter d'autre solution que la focalisation sans déviation. Nous avons seulement le choix entre une focalisation magnétique et une focalisation électrique.

La focalisation magnétique présente des avantages tels que :

- simplicité dans la réalisation de la construction devenue classique,
- facilité des déplacements, même au cours du fonctionnement,
- facilité de régulation du courant de l'électro aimant.

Cependant, la nécessité de s'approcher le plus possible de la sortie du faisceau, près de grosses masses magnétiques, imposait la réalisation de lentilles électriques bien qu'elle présentât des inconvénients indiscutables :

- difficultés des déplacements sous vide, donc des réglages,

- difficultés d'isolement en raison de la faiblesse de la hauteur de l'entrefer (20 cm),
- difficultés de stabilisation de la tension,
- perturbations apportées au champ électrique par l'enveloppe métallique contenant les pièces polaires.

3.2. Principes de la « focalisation forte ». — Nous rappellerons les principales données sur la « focalisation forte » électrique.

Nous considérons le champ électrique réalisé par des pièces polaires de longueur L ayant la section indiquée dans la figure 9.

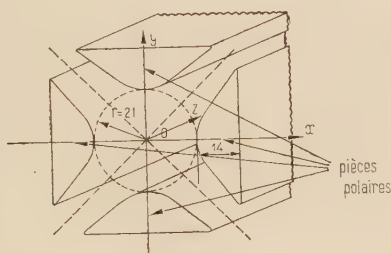


Fig. 9. — Lentille hyperbolique.

Dans le plan $Z = \text{Cte}$ suffisamment éloigné des bords pour que l'influence de ceux-ci soit négligeable, nous écrirons que les lignes équipotentielles sont données par :

$$\Phi = \Phi_1 \frac{x^2 - y^2}{r^2}.$$

Les composantes du champ s'écrivent :

$$(II.1) \quad \begin{cases} E_x = -\frac{2\Phi_1 x}{r^2} \\ E_y = \frac{2\Phi_1 y}{r^2} \\ E_z = 0 \end{cases} \quad \text{Si nous posons : } k = -\frac{2\Phi_1}{r^2} \quad \begin{cases} E_x = kx \\ E_y = -ky \\ E_z = 0. \end{cases}$$

Une particule de charge Ze et de masse m se déplaçant dans la direction des Z a un mouvement régi par les équations :

$$(II.2) \quad \begin{cases} mx'' - Zekx = 0 \\ my'' + Zeky = 0 \\ mz'' = 0. \end{cases}$$

Nous poserons :

V_m : vitesse maxima de la particule $= V_0 + \Delta V$;

V_0 : vitesse initiale de la particule dont les composantes sont x'_0 ,

y'_0 , z'_0 :

$$\alpha = \frac{x'_0}{z'_0} \quad \beta = \frac{y'_0}{z'_0} \quad \gamma = \frac{\Delta V}{V_0}$$

$$K_m = \frac{2ez\Phi_1}{mr^2V_m^2} = \frac{ez\Phi_1}{Emr^2} \quad \text{avec} \quad E_m = \frac{1}{2} mV_m^2$$

$$K_0 = \frac{2ez\Phi_1}{mr^2V_0^2} = \frac{ez\Phi_1}{E_0r^2} \quad E_0 = \frac{1}{2} mV_0^2.$$

$2a$: largeur de la source ;

$2b$: hauteur de la source ;

2α : ouverture angulaire dans le plan horizontal ;

2β : ouverture angulaire dans le plan vertical ;

A : distance de la source à la face d'entrée.

Dans ces conditions, l'équation de la trajectoire s'écrit (Z étant porté à partir de la face de sortie) :

$$(II.3) \left\{ \begin{array}{l} x = a(\cos \sqrt{K_0}L - Z\sqrt{K_0} \sin \sqrt{K_0}L) \\ \quad + \alpha \left[A \cos \sqrt{K_0}L + \frac{1}{\sqrt{K_0}} \sin \sqrt{K_0}L - Z(A\sqrt{K_0} \sin \sqrt{K_0}L - \cos \sqrt{K_0}L) \right] \\ \quad + \gamma(a\sqrt{K_0}L \sin \sqrt{K_0}L + aZ\sqrt{K_0} \sin \sqrt{K_0}L + aZK_0L \cos \sqrt{K_0}L) \\ \quad + \text{termes du second ordre en } \alpha^2, \beta^2, \alpha\gamma, \gamma^2. \end{array} \right.$$

$$(II.4) \left\{ \begin{array}{l} y = b(\operatorname{ch} \sqrt{K_0}L + Z\sqrt{K_0} \operatorname{sh} \sqrt{K_0}L) \\ \quad + \alpha \left[A \operatorname{ch} \sqrt{K_0}L + \frac{1}{\sqrt{K_0}} \operatorname{sh} \sqrt{K_0}L + Z(A\sqrt{K_0} \operatorname{sh} \sqrt{K_0}L + \operatorname{ch} \sqrt{K_0}L) \right] \\ \quad - \gamma \left[b\sqrt{K_0}L \operatorname{sh} \sqrt{K_0}L + aZ\sqrt{K_0} \operatorname{sh} \sqrt{K_0}L \operatorname{ch} \sqrt{K_0}L \right. \\ \quad \left. + aZK_0L \operatorname{ch} \sqrt{K_0}L \right] \\ \quad + \text{termes du second ordre en } \alpha^2, \beta^2, \gamma^2, \beta\gamma. \end{array} \right.$$

Nous considérons d'abord le cas des particules monocinétiques $\gamma = 0$. Nous annulons les coefficients de α et β dans chacune des équations (II.3) et (II.4) pour une valeur de Z qui nous donne les positions de l'image dans chacun des plans horizontal et vertical :

$$(II.5) \quad Z_h = \frac{A + \frac{1}{\sqrt{K_0}} \operatorname{tg} \sqrt{K_0}L}{A\sqrt{K_0} \operatorname{tg} \sqrt{K_0}L - 1}.$$

$$(II.6) \quad Z_v = - \frac{A + \frac{1}{\sqrt{K_0}} \operatorname{th} \sqrt{K_0}L}{A\sqrt{K_0} \operatorname{th} \sqrt{K_0}L + 1}.$$

En faisant tendre A ou Z vers l'infini nous obtenons la position des foyers image ou objet :

$$\begin{aligned} Z_{F_h}' &= \frac{1}{\sqrt{K_0} \operatorname{tg} \sqrt{K_0} L} & A_{F_h} &= \frac{1}{\sqrt{K_0} \operatorname{tg} \sqrt{K_0} L} \\ Z_{F_v}' &= -\frac{1}{\sqrt{K_0} \operatorname{th} \sqrt{K_0} L} & A_{F_v} &= -\frac{1}{\sqrt{K_0} \operatorname{th} \sqrt{K_0} L}. \end{aligned}$$

L'application de la formule classique des lentilles $\pi\pi' = f'^2$ nous permet de déterminer les distances focales :

$$(II.7) \quad a) f_h = \frac{1}{\sqrt{K_0} \sin \sqrt{K_0} L} \quad b) f_v = -\frac{1}{\sqrt{K_0} \operatorname{sh} \sqrt{K_0} L}.$$

Pour passer de l'un à l'autre plan, il suffit évidemment de remplacer $\sqrt{K_0}$ par $i\sqrt{K_0}$. Nous représentons les éléments optiques dans la figure ci-après :

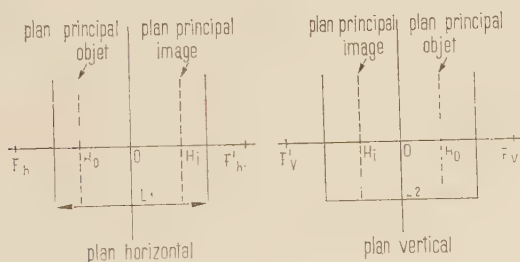


Fig. a.

Aux points images Z_h et Z_v la grandeur de celles-ci est donnée par :

$$(II.8) \quad X = a \times \frac{1}{\cos \sqrt{K_0} L - A \sqrt{K_0} \sin \sqrt{K_0} L}; \quad Y = b \times \frac{1}{\operatorname{ch} \sqrt{K_0} L + A \sqrt{K_0} \operatorname{sh} \sqrt{K_0} L}.$$

Dans ces conditions, le grandissement pour chacun des deux plans s'écrit :

$$(II.9) \quad G_H = \frac{1}{\cos \sqrt{K_0} L - A \sqrt{K_0} \sin \sqrt{K_0} L} \quad G_v = \frac{1}{\operatorname{ch} \sqrt{K_0} L + A \sqrt{K_0} \operatorname{sh} \sqrt{K_0} L}.$$

Nous considérons maintenant des particules non monocinétiques $\gamma \neq 0$. Aux points images Z_h et Z_v les relations donnant X et Y s'écrivent alors :

$$(II.10) \quad \begin{cases} X = \frac{a}{\cos \sqrt{K_0} L - A \sqrt{K_0} \sin \sqrt{K_0} L} \\ [1 - \gamma(AK_0 L + \sin^2 \sqrt{K_0} L + A \sqrt{K_0} \sin \sqrt{K_0} L \cos \sqrt{K_0} L)]. \end{cases}$$

$$(II.11) \quad \left\{ \begin{aligned} Y &= \frac{b}{\operatorname{ch} \sqrt{K_0} L + A \sqrt{K_0} \operatorname{sh} \sqrt{K_0} L} \\ [1 - \gamma (AK_0 L - \operatorname{sh}^2 \sqrt{K_0} L - A \sqrt{K_0} \operatorname{sh} \sqrt{K_0} L \operatorname{ch} \sqrt{K_0} L)]. \end{aligned} \right.$$

Les aberrations cinétiques dans chacun des deux plans sont données par :

$$(II.12) \quad \left\{ \begin{aligned} \delta X_\gamma &= - \frac{a\gamma}{\cos \sqrt{K_0} L - A \sqrt{K_0} \sin \sqrt{K_0} L} \\ [AK_0 L + \sin^2 \sqrt{K_0} L + A \sqrt{K_0} \sin \sqrt{K_0} L \cos \sqrt{K_0} L]. \end{aligned} \right.$$

$$(II.13) \quad \left\{ \begin{aligned} \delta Y_\gamma &= - \frac{b\gamma}{\operatorname{ch} \sqrt{K_0} L + A \sqrt{K_0} \operatorname{sh} \sqrt{K_0} L} \\ [AK_0 L - \operatorname{sh}^2 \sqrt{K_0} L - A \sqrt{K_0} \operatorname{sh} \sqrt{K_0} L \operatorname{ch} \sqrt{K_0} L]. \end{aligned} \right.$$

En substituant les valeurs de Z_h et Z_r dans les deux équations de la trajectoire, nous avons déterminé les aberrations cinétiques et angulaires du second ordre dans chacun des deux plans.

$$(II.14) \quad \left\{ \begin{aligned} \delta X^{(2)} &= \frac{a}{A \sqrt{K_0} \sin \sqrt{K_0} L - \cos \sqrt{K_0} L} \\ &\quad \left[\frac{\alpha^2 + \beta^2}{2} (-AK_0 L - A \sqrt{K_0} \sin \sqrt{K_0} L \cos \sqrt{K_0} L - \sin^2 \sqrt{K_0} L) \right. \\ &\quad + \gamma^2 (-AK_0 L - A \sqrt{K_0} \sin \sqrt{K_0} L \cos \sqrt{K_0} L - \sin^2 \sqrt{K_0} L + \frac{K_0 L^2}{2} \\ &\quad \left. - \sqrt{K_0} L \sin \sqrt{K_0} L \cos \sqrt{K_0} L) \right] \\ &\quad + \frac{\alpha\gamma}{A \sqrt{K_0} \sin \sqrt{K_0} L - \cos \sqrt{K_0} L} [A^2 K_0 L + 2A \sin^2 \sqrt{K_0} L + L \\ &\quad - \frac{1}{\sqrt{K_0}} \sin \sqrt{K_0} L \cos \sqrt{K_0} L + A^2 \sqrt{K_0} \sin \sqrt{K_0} L \cos \sqrt{K_0} L]. \end{aligned} \right.$$

$$(II.15) \quad \left\{ \begin{aligned} \delta Y^{(2)} &= - \frac{b}{A \sqrt{K_0} \operatorname{sh} \sqrt{K_0} L + \operatorname{ch} \sqrt{K_0} L} \\ &\quad \left[\frac{\alpha^2 + \beta^2}{2} (-AK_0 L + A \sqrt{K_0} \operatorname{sh} \sqrt{K_0} L \operatorname{ch} \sqrt{K_0} L + \operatorname{sh}^2 \sqrt{K_0} L) \right. \\ &\quad + \gamma^2 (-AK_0 L + A \sqrt{K_0} \operatorname{sh} \sqrt{K_0} L \operatorname{ch} \sqrt{K_0} L + \operatorname{sh}^2 \sqrt{K_0} L \\ &\quad \left. + \frac{K_0 L^2}{2} + \sqrt{K_0} L \operatorname{sh} \sqrt{K_0} L \operatorname{ch} \sqrt{K_0} L) \right] \\ &\quad - \frac{\beta\gamma}{A \sqrt{K_0} \operatorname{sh} \sqrt{K_0} L + \operatorname{ch} \sqrt{K_0} L} [A^2 K_0 L - 2A \operatorname{sh}^2 \sqrt{K_0} L \\ &\quad + L - \frac{1}{\sqrt{K_0}} \operatorname{sh} \sqrt{K_0} L \operatorname{ch} \sqrt{K_0} L - A^2 \sqrt{K_0} \operatorname{sh} \sqrt{K_0} L \operatorname{ch} \sqrt{K_0} L] \end{aligned} \right.$$

Nous considérons maintenant deux lentilles croisées $L_{(1)}$ et $L_{(2)}$ que nous caractériserons par les indices (1) et (2) se rapportant à la pre-

mière et à la seconde lentille, séparées par une distance d , conformément à la figure ci-après :

Dans le cas du cyclotron, la première lentille doit être focalisante dans le plan horizontal, défocalisante dans le plan vertical avec inversion des effets dans la seconde lentille.

Nous supposons la source placée à la même distance A de la première lentille que précédemment. Pour trouver la position de l'image dans le plan horizontal, il suffit de remplacer dans la formule (II.6) applicable à une lentille divergente la valeur A par la distance $(d - Z_{1h})$ de l'image formée par $L(1)$ dans le plan horizontal. Dans le plan vertical, nous prendrons la formule (II.5) dans laquelle nous remplacerons A

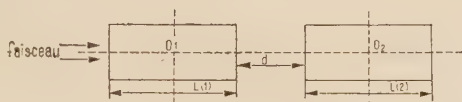


Fig. b.

par $(d - Z_{1v})$ et nous obtiendrons alors comme position de l'image par rapport à la face de sortie de la seconde lentille :

$$(II.16) \quad B_h = - \frac{(d - Z_{1h}) \operatorname{ch} \sqrt{K_2} L_2 + \frac{1}{\sqrt{K_2}} \operatorname{sh} \sqrt{K_2} L_2}{\sqrt{K_2} (d - Z_{1h}) \operatorname{sh} \sqrt{K_2} L_2 + \operatorname{ch} \sqrt{K_2} L_2}.$$

$$(II.17) \quad B_v = \frac{(d - Z_{1v}) \cos \sqrt{K_2} L_2 + \frac{1}{\sqrt{K_2}} \sin \sqrt{K_2} L_2}{\sqrt{K_2} (d - Z_{1v}) \sin \sqrt{K_2} L_2 - \cos \sqrt{K_2} L_2}.$$

En remplaçant Z_{1h} et Z_{1v} par leurs valeurs tirées de (II.5) et (II.6) nous avons alors :

$$(II.18) \quad B_h = - \frac{d + \frac{1}{\sqrt{K_1}} \operatorname{tg} \sqrt{K_1} L_1 + \frac{1}{\sqrt{K_2}} \operatorname{th} \sqrt{K_2} L_2 + A(1 - d\sqrt{K_1} \operatorname{tg} \sqrt{K_1} L_1 - \sqrt{\frac{K_1}{K_2}} \operatorname{tg} \sqrt{K_1} L_1 \operatorname{th} \sqrt{K_2} L_2)}{1 + d\sqrt{K_2} \operatorname{th} \sqrt{K_2} L_2 + \sqrt{\frac{K_2}{K_1}} \operatorname{tg} \sqrt{K_1} L_1 \operatorname{th} \sqrt{K_2} L_2 - A(d\sqrt{K_1 K_2} \operatorname{tg} \sqrt{K_1} L_1 \operatorname{th} \sqrt{K_2} L_2 + \sqrt{K_1} \operatorname{tg} \sqrt{K_1} L_1 - \sqrt{K_2} \operatorname{th} \sqrt{K_2} L_2)}$$

$$(II.19) \quad B_v = - \frac{d + \frac{1}{\sqrt{K_1}} \operatorname{th} \sqrt{K_1} L_1 + \frac{1}{\sqrt{K_2}} \operatorname{tg} \sqrt{K_2} L_2 + A(1 + d\sqrt{K_1} \operatorname{th} \sqrt{K_1} L_1 + \sqrt{\frac{K_1}{K_2}} \operatorname{th} \sqrt{K_1} L_1 \operatorname{tg} \sqrt{K_2} L_2)}{1 + d\sqrt{K_2} \operatorname{tg} \sqrt{K_2} L_2 + \sqrt{\frac{K_2}{K_1}} \operatorname{th} \sqrt{K_1} L_1 \operatorname{tg} \sqrt{K_2} L_2 - A(d\sqrt{K_1 K_2} \operatorname{th} \sqrt{K_1} L_1 \operatorname{tg} \sqrt{K_2} L_2 - \sqrt{K_1} \operatorname{th} \sqrt{K_1} L_1 + \sqrt{K_2} \operatorname{tg} \sqrt{K_2} L_2)}$$

Nous pouvons alors effectuer des calculs analogues en tous points à ceux que nous avons effectués sur (II.5) et (II.6) et nous tirons les principales caractéristiques optiques du système de lentilles ; en particulier les distances focales de l'ensemble s'écrivent dans chacun des plans horizontal et vertical :

$$(II.20) \quad \left\{ \begin{aligned} F_h &= 1/d\sqrt{K_1}K_2 \sin \sqrt{K_1}L_1 \sin \sqrt{K_2}L_2 \\ &\quad + \sqrt{K_1} \sin \sqrt{K_1}L_1 \operatorname{ch} \sqrt{K_2}L_2 - \sqrt{K_2} \operatorname{sh} \sqrt{K_2}L_2 \cos \sqrt{K_1}L_1. \end{aligned} \right.$$

$$(II.21) \quad \left\{ \begin{aligned} F_v &= 1/d\sqrt{K_1}K_2 \operatorname{sh} \sqrt{K_1}L_1 \operatorname{sh} \sqrt{K_2}L_2 \\ &\quad + \sqrt{K_2} \sin \sqrt{K_2}L_2 \operatorname{ch} \sqrt{K_1}L_1 - \sqrt{K_1} \operatorname{sh} \sqrt{K_1}L_1 \cos \sqrt{K_2}L_2. \end{aligned} \right.$$

Il nous est facile de déterminer les grandissements horizontal et vertical en considérant comme nous avons fait jusqu'ici notre système de deux lentilles $L(1)$ et $L(2)$.

Nous obtenons, en multipliant les grandissements relatifs à chacune des lentilles $L(1)$ et $L(2)$ et pour chacun des deux plans considérés, les grandissements totaux que nous appelons G_{Th} et G_{Tv} :

$$(II.22) \quad \left\{ \begin{aligned} G_{Th} &= 1/\cos \sqrt{K_1}L_1 \operatorname{ch} \sqrt{K_2}L_2 [1 + d\sqrt{K_2} \operatorname{th} \sqrt{K_2}L_2 \\ &\quad + \sqrt{\frac{K_2}{K_1}} \operatorname{tg} \sqrt{K_1}L_1 \operatorname{th} \sqrt{K_2}L_2 - A(d\sqrt{K_1K_2} \operatorname{tg} \sqrt{K_1}L_1 \\ &\quad \operatorname{th} \sqrt{K_2}L_2 + \sqrt{K_1} \operatorname{tg} \sqrt{K_1}L_1 - \sqrt{K_2} \operatorname{th} \sqrt{K_2}L_2)]. \end{aligned} \right.$$

$$(II.23) \quad \left\{ \begin{aligned} G_{Tv} &= 1/\operatorname{ch} \sqrt{K_1}L_1 \cos \sqrt{K_2}L_2 [1 - d\sqrt{K_2} \operatorname{tg} \sqrt{K_2}L_2 \\ &\quad - \sqrt{\frac{K_2}{K_1}} \operatorname{tg} \sqrt{K_2}L_2 \operatorname{th} \sqrt{K_1}L_1 - A(d\sqrt{K_1K_2} \operatorname{tg} \sqrt{K_2}L_2 \\ &\quad \operatorname{th} \sqrt{K_1}L_1 + \sqrt{K_2} \operatorname{tg} \sqrt{K_2}L_2 - \sqrt{K_1} \operatorname{th} \sqrt{K_1}L_1)]. \end{aligned} \right.$$

A l'aide de ces formules nous nous sommes proposé dans une première étape d'étudier la focalisation du faisceau à la sortie des cuves de protection du cyclotron. Pour ce faire, nous disposons des données suivantes :

1° caractéristiques du faisceau déterminées au chapitre II :

- énergie des particules ;
- position de la source virtuelle ;
- ouverture angulaire du faisceau ;

2° caractéristiques d'encombrement du cyclotron :

- position de la chambre dans l'entrefer ;
- hauteur de l'entrefer ;
- position de l'alimentation du filament ;

3° position de l'image désirée.

Examinons la formule donnant la distance focale dans le plan hori-

zontal pour la lentille L_1 que nous supposons être placée à la sortie de la chambre :

$$F_{1h} = \frac{1}{\sqrt{K_1}} \cdot \frac{1}{\sin \sqrt{K_1} L_1}.$$

Nous voyons que la lentille est d'autant plus convergente que K_1 et $\sin \sqrt{K_1} L_1$ sont plus grands.

Nous avons :

K_1 : proportionnel à Φ_1 et inversement proportionnel à r^2 et à l'énergie des particules.

Pour avoir une intensité suffisante, nous avons pris $r = 2$ cm.

En faisant des pièces polaires hyperboliques d'épaisseur $e = 14$ mm, nous nous approchons à 16 mm entre les pièces polaires de polarité opposées.

Nous admettons un gradient de potentiel de 60 kV/cm pour un vide $< 10^{-5}$ mm/Hg.

Dans ces conditions, pour ne pas avoir à dépasser $\Phi_1 = 30$ kV pour focaliser horizontalement à l'aide de la lentille L_1 des deutons de 6 MeV, nous avons fait $L_1 = 30$ cm.

Afin de déterminer plus sûrement les caractéristiques de fonctionnement des lentilles, nous avons d'abord réalisé une lentille d'essai dont nous donnons le schéma ci-contre à la sortie de la chambre du cyclotron.

Elle était principalement composée de quatre pièces polaires dont la coupe était une hyperbole équilatère ayant $r = 2$ cm.

La longueur des pièces polaires était de 30 cm. Elles étaient maintenues entre elles par deux couronnes de stéatite et isolées du tube de diamètre $\Phi = 108$ mm les renfermant par des pièces également en stéatite.

On pouvait déplacer légèrement l'axe des lentilles en les faisant pivoter autour d'un axe vertical situé dans leur partie arrière comme l'indique la figure précédente.

Nous avons installé cette lentille à la sortie du faisceau et nous avons placé derrière elle un tube traversant les cuves de protection à la sortie duquel nous avons mis notre écran de willémité.

Nous avons alors constaté :

a) qu'il était impossible d'établir la tension sur la lentille en présence du champ magnétique du cyclotron. En effet, les électrons oscillent

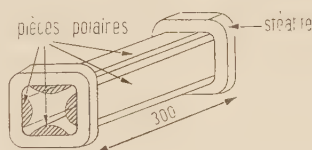


Fig. c.

entre les deux pièces polaires de plan vertical qui sont à un potentiel négatif et forment une gaine ionisante dans l'axe de la lentille.

Nous avons supprimé cet effet en reculant la lentille de façon à pouvoir la blinder plus efficacement.

Nous avons trouvé qu'il suffisait de mettre un blindage de fer de 10 mm lorsque nous avons reculé la lentille au-delà de 40 cm de la sortie de la chambre ;

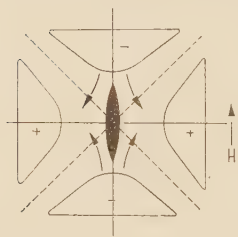


Fig. d.

b) que l'enveloppe de la lentille devait être soigneusement mise à la masse faute de quoi la H. F rayonnée par l'alimentation des Dees provoquait des échauffements qui entraînaient des dégazages locaux et des claquages ;

c) qu'il était nécessaire de changer la tension de la lentille quand on déplaçait même légèrement l'axe de celle-ci dans le plan horizontal.

Nous l'avons attribué :

— au fait que nous nous déplaçons très légèrement dans la bande d'énergie des particules conformément aux conclusions du chapitre II ;

— au fait plus important que la longueur L de la lentille est fonction de la forme des lignes de force aux extrémités de la lentille. En déplaçant l'une de ces extrémités, on modifie la forme, donc la longueur efficace de la lentille, d'autant plus fortement que l'on est près de la masse, ce qui était notre cas ;

d) qu'il serait avantageux d'avoir un vide meilleur que celui du cyclotron dans les lentilles surtout quand on met du gaz pour le fonctionnement, le vide étant dans ce cas de l'ordre de 10^{-4} mm Hg.

3.3. Description des lentilles de focalisation. — Compte tenu des résultats expérimentaux précédents, des formules du paragraphe II et des impératifs d'encombrement (position du filament et des lignes d'alimentation), nous avons réalisé un système comportant deux éléments identiques (fig. 10, voir planche I).

Chacune des lentilles est constituée par quatre pièces polaires en duralumin poli de 30 cm de longueur et disposées de façon que les sections des faces opposées déterminent deux hyperboles équilatères conjuguées dont le diamètre du cercle principal est de 42 mm. Ces pièces sont maintenues par des disques de quartz dont l'une est solidaire d'un dispositif mécanique permettant des déplacements en translation et en rotation à l'aide de boutons extérieurs. Les pièces polaires opposées sont reliées par un fil de nickel à l'intérieur d'un tube de quartz.

La première lentille dont une partie se trouve dans le champ de fuite

de l'aimant du cyclotron doit être protégée par un blindage. Pour le réaliser nous avons enroulé du fil de fer en spires jointives de façon à avoir une épaisseur utile de 10 mm. Pour protéger cet enroulement de la H. F. rayonnée, nous l'avons recouvert d'une feuille de cuivre de 2/10 mm soigneusement reliée au sol au cours des expériences.

L'alimentation de haute tension est fournie par des blocs redresseurs à kénotrons fabriqués par la maison Beaudouin et pouvant débiter 1 mA sous 100 kV. La haute tension est amenée aux lentilles par des câbles coaxiaux dont la gaine est au sol et pénètre dans les lentilles au travers de porcelaines isolantes soudées à des pièces métalliques comportant des joints d'étanchéité au vide. L'entrée est protégée par des capuchons de téflon. Un dispositif de sécurité coupe l'alimentation des transformateurs de H. T. quand on pénètre dans l'enceinte du cyclotron.

Les deux lentilles sont distantes de 27,5 cm (distance minima imposée par la géométrie) et peuvent être isolées de la chambre par une fenêtre en Mylar d'épaisseur $\sim 8 \mu$ pesant $1,02 \text{ mg/cm}^2$.

Dans l'enceinte des lentilles, le vide est établi de façon différentielle par un groupe « Edwards » avec pompe à diffusion d'huile permettant d'atteindre un vide dynamique de $2 \text{ à } 3 \cdot 10^{-6} \text{ mm Hg}$.

Dans un prochain avenir, l'adjonction d'un baffle réfrigéré doit permettre d'atteindre un vide inférieur à 10^{-6} mm Hg et d'obtenir ainsi une meilleure stabilité des lentilles en empêchant la propagation des vapeurs d'huile.

3.4. Résultats obtenus. — Nous avons placé les lentilles conformément à la figure 11. Nous avons installé à la sortie de la seconde len-

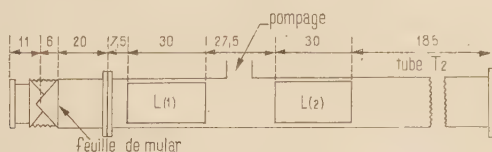


Fig. 11. — Schéma de la disposition des lentilles.

tille un tube T(2) de 185 cm de long traversant l'enceinte de protection ; à l'extrémité duquel nous avons placé la plaque de plexiglas garnie de willémite. Pour la mesure de l'intensité, nous avons remplacé la plaque de willémite par un dispositif que nous décrirons au paragraphe 3.

3.4-1. Détermination de la longueur réelle d'une lentille — Nous avons d'abord supprimé la feuille de Mylar qui séparait la chambre du cyclotron de l'enceinte des lentilles et nous avons essayé de déterminer la longueur réelle des lentilles. Pour y parvenir, nous avons réalisé une

focalisation horizontale du faisceau de deutons résiduels ou de particules α à l'aide de la seule lentille $L(1)$; l'énergie moyenne des deutons est alors de 6,3 MeV, celle des α approximativement le double, soit 12,6 MeV.

La tension qui réalise la meilleure focalisation donne une image de largeur l sur notre plaque de willémité placée à l'extrémité de $T(2)$ à 247,5 cm de la sortie de $L(1)$:

$$\Phi_1 = 24 \text{ kV} \pm 0,5 \text{ kV}.$$

L'image observée présente une largeur d'environ 20 mm avec une forte concentration sur la partie centrale de largeur ~ 10 mm.

Pour $\Phi_1 = 24 \text{ kV}$ et pour des deutons de $6,3 \text{ MeV} \pm 300 \text{ keV}$ issus d'une source placée à une distance $A = 40 \text{ cm}$ de l'entrée de la lentille la formule (II.5) nous donne alors $L = 29,8 \text{ cm}$ avec les imprécisions sur la position de la source.

Nous avons donc :

$$L = 29,8 \text{ cm} \pm 0,8 \text{ cm}.$$

Nous obtenons en portant ces valeurs dans (II.9) le grandissement qui est ~ 5 .

La formule (II.12) nous permet d'obtenir l'aberration totale correspondant à $|\gamma| < \frac{1}{20}$ en supposant la grandeur de la source égale à $2a$:

$$|\delta X_\gamma|_T = \frac{2a |\gamma|}{\cos \sqrt{K_0} L - A \sqrt{K_0} L \sin \sqrt{K_0} L} [AK_0 L + \sin^2 \sqrt{K_0} L + A \sqrt{K_0} \sin \sqrt{K_0} L].$$

Dans notre cas :

$$|\delta X_\gamma|_T < \frac{2a}{5}.$$

En calculant l'aberration du second ordre par la formule (II.14) on voit que la contribution principale provient du coefficient de α_γ . En portant $\alpha \leq \frac{1}{20}$ et $\gamma \leq \frac{1}{20}$ on trouve que cette aberration élargit l'image donnée par la focalisation au premier ordre d'une valeur $\leq 6 \text{ mm}$ de part et d'autre. Nous considérons que la région intense de l'image obtenue sur la willémité de largeur $\sim 10 \text{ mm}$ détermine la dimension correspondant à la focalisation au premier ordre et nous prendrons $l \sim 10 \text{ mm}$.

Le grandissement trouvé nous montre d'après la grandeur de notre image que la source aurait environ 2 mm, ce qui revient à dire que nous ne prenons qu'une partie de la source comme objet.

Ceci est tout à fait conforme au comportement de la source virtuelle qui n'émet pas de rayons isotropes à partir d'un point.

Il n'est pas possible de supprimer la feuille de Mylar avec l'actuelle source d'ions du cyclotron. Avec une source à arc, nous pourrions avoir un vide plus poussé dans la chambre du cyclotron et l'ensemble chambre-lentilles pourrait rester en communication sans qu'il y eut de risques pour les lentilles.

3.4-2. Influence de la feuille de Mylar sur la position de la source virtuelle des ions. — Nous avons alors répété l'expérience précédente en focalisant simplement avec L(1); mais cette fois avec la feuille de Mylar.

Pour focaliser le faisceau nous devons appliquer une tension de 30 kV et l'image fournie est au moins le double en largeur ($l \sim 25$ mm).

Compte tenu du ralentissement des deutons et des α dans la feuille de Mylar (0,5 MeV et 1 MeV respectivement), en portant dans (II.5) les valeurs correspondant à :

$$\begin{array}{ll} \Phi_1 = 30 \text{ kV} \pm 0,5 \text{ kV} & E_d \# 5,8 \text{ MeV} \\ Z_h = 247,5 \text{ cm} & E_\alpha \# 11,6 \text{ MeV} \\ L_1 = 29,8 \text{ cm} & \end{array}$$

Nous obtenons :

$$A_h \sim 26 \text{ cm.}$$

Nous avons focalisé dans le plan vertical avec la seule lentille L(2) et nous avons trouvé :

$$\Phi_2 = 15 \pm 0,5 \text{ kV.}$$

En portant dans (II.5) les valeurs correspondant à $\Phi_2 = 15 \pm 0,5$ kV, $Z_h = 190$ cm, $L_2 = 29,8$ cm, $E_d = 5,8$ MeV nous trouvons :

$$A \sim 84 \text{ cm.}$$

Ces valeurs ainsi trouvées expérimentalement placent la source virtuelle exactement à l'emplacement de la feuille de Mylar; celle-ci est en effet située à 27,5 cm de l'entrée de la lentille L(1) et 84 cm de celle de la lentille L(2). Nous l'expliquons par le fait que cette feuille qui absorbe environ 1/10 de l'énergie des particules les diffuse intensément dans les petits angles et modifie ainsi la structure du faisceau.

Avec une cloison entre la chambre et les lentilles d'une épaisseur nécessairement non négligeable pour obtenir une certaine rigidité, nous sommes donc devant une géométrie du faisceau différente.

Nos résultats montrent en outre que la formule appliquée par Y. Bernard (7) pour déterminer la longueur réelle des quadrupôles magnétiques ne s'applique pas à notre cas. Elle donnerait :

$$L \text{ réelle} = L \text{ théorique} + 2r \quad \text{soit} \quad L = 34 \text{ cm.}$$

3.4-3. **Intensité concentrée.** — En l'absence de feuille de Mylar, il est possible de calculer une limite supérieure de l'intensité que l'on peut concentrer en prenant la valeur de toute l'intensité qui se présente à l'entrée de la lentille. En se reportant aux résultats du chapitre II on voit qu'un faisceau de 42 mm à l'entrée de la lentille L(1) soit 40 ± 2 cm de la source virtuelle correspond à environ 21 mm à l'endroit où se trouvait l'obturateur (O) soit 19 ± 2 cm. Nous avons trouvé $0,14 \mu\text{A}$ pour $7 \mu\text{A}$ au faisceau principal. Nous pouvons donc espérer focaliser au maximum $1,15 \mu\text{A}$ soit 16 p. 100 du faisceau.

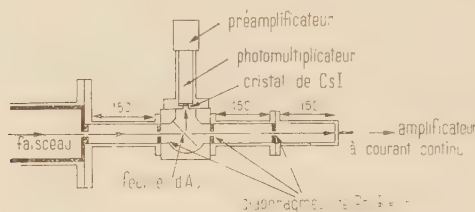


Fig. 12. — Dispositif de mesure de l'énergie et de l'intensité.

En fait, comme nous l'avons précisé, il est nécessaire de travailler avec la feuille de Mylar. Nous avons, en établissant des tensions de $\Phi_1 = 35 \text{ kV}$ et $\Phi_2 = 21 \text{ kV}$ sur les lentilles pu concentrer le faisceau sur la plaque de willémite. Il donne alors une image ayant environ 2 cm de large et 1 cm de haut. Pour en déterminer de façon précise l'énergie et l'intensité, nous avons installé à l'extrémité du tube T(2) le dispositif suivant (fig. 12).

— le faisceau est canalisé par des diaphragmes de Pb comportant une ouverture circulaire centrale de 16 mm disposés dans un tube de

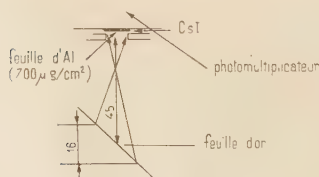


Fig. 13.
Feuille d'or de diffusion.

laiton de 42 mm de diamètre intérieur. Il traverse alors une feuille d'or de $1,29 \text{ mg/cm}^2$ inclinée à 45° sur sa direction (fig. 13). Les particules diffusées à 90° peuvent être détectées par un cristal de CsI de 10 mm de diamètre et de $2/10$ de millimètre d'épaisseur protégé par une feuille mince d'Al de $700 \mu\text{g/cm}^2$ et collé sur la photocathode d'un photomultiplicateur.

Les impulsions provenant du phototube sont envoyées dans un amplificateur à la sortie duquel elles sont simultanément dirigées :

a) sur un oscilloscope de contrôle (il permet de discerner immédiatement entre la nature des particules diffusées) ;

b) dans un sélecteur suivi d'une échelle permettant de compter le nombre des particules diffusées ;

c) dans un atténuateur à la sortie duquel elles peuvent être transmises à un amplificateur suivi d'un analyseur à 100 canaux RIDL.

Après traversée de la feuille d'or, les particules non diffusées, canalisées à nouveau sont recueillies par un tube de laiton isolé de l'ensemble du dispositif et relié à un amplificateur de courant continu Ekco.

Nous avons concentré les faisceaux de deutons résiduels et de particules α en appliquant sur les lentilles L(1) et L(2) des tensions de 35 kV et 21 kV respectivement pour lesquelles nous avons obtenu une intensité maxima.

Nous avons d'abord utilisé le faisceau de deutons résiduels de $0,25 \mu A$ à la sortie du déflecteur. L'intensité mesurée par notre amplificateur est de $0,025 \mu A$.

En opérant sur le faisceau de particules α de $0,1 \mu A$ nous obtenons pour le faisceau concentré une valeur de $0,01 \mu A$.

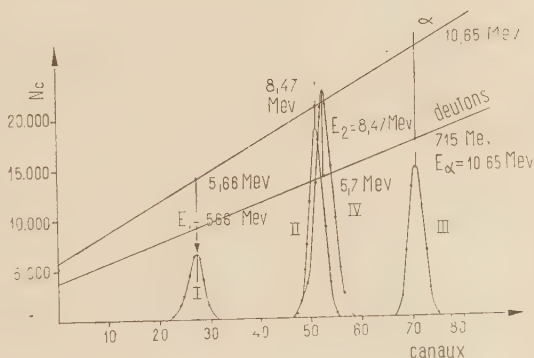
En plaçant un aimant au voisinage du tube recueillant les particules, les valeurs lues sur l'amplificateur sont invariables.

3 4-4. Énergie des particules du faisceau concentré. — a) ÉNERGIE DES PARTICULES α . — Nous remplaçons alors la feuille d'or par une feuille

Fig. 14. — Spectres des α de ThC et ThC' (I, II).

Spectre des α du cyclotron (III).

Spectre des deutons du cyclotron (IV).



d'aluminium sur laquelle nous avons procédé à un dépôt actif de thoron. Après avoir fait le vide dans le dispositif nous nous plaçons aux mêmes valeurs pour tout ce qui concerne le fonctionnement du cyclotron afin de retrouver tous les paramètres identiques à ceux existant lorsque nous avons effectivement un faisceau de particules α . Seule la valeur du champ magnétique est changée pour se placer en dehors de la résonance avec la H. F. correspondant à l'obtention du faisceau.

Dans ces conditions, nous obtenons les spectres correspondant aux

deux groupes de particules α de 6,05 MeV et 8,77 MeV émises par ThC et ThC' (fig. 14). Nous avons respectivement des résolutions de $6,6 \pm 0,2$ p. 100 pour le groupe le moins énergétique et de $4,7 \pm 0,2$ p. 100 pour le groupe le plus énergétique.

La feuille d'Al de protection du cristal de CsI absorbe 0,430 MeV par mg/cm² dans la région de 8,8 MeV et 0,560 MeV par mg/cm² dans la région de 6 MeV, de telle sorte que les raies observées correspondent aux énergies suivantes :

$$E_1 = 5,66 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad E_2 = 8,47 \text{ MeV}.$$

En mettant alors à nouveau la feuille d'or diffusante en place nous trouvons une raie correspondant à l'énergie des α diffusés.

Compte tenu de l'absorption de l'aluminium placé devant le cristal de CsI on obtient une énergie moyenne des α de $10,65 \text{ MeV} \pm 0,1 \text{ MeV}$: la résolution trouvée est de $4,3 \pm 0,2$ p. 100.

Nos mesures avec les α de ThC et ThC' ne nous permettent pas de conclure quant à la résolution réelle du cristal mais elles nous montrent que les résolutions sont en bon accord avec la loi empirique $R = E^{-1/2} \text{ K}$.

Nous pouvons donc affirmer que la demi-largeur de la distribution d'énergie des α diffusés est $< 4,3$ p. 100.

Pour obtenir l'énergie des particules α transmises qui seront utilisées pour nos expériences, nous devons tenir compte du recul du noyau d'or correspondant à une diffusion d'un α à 90°. L'énergie perdue par la particule est alors de 4 p. 100 ; ceci nous conduit, compte tenu de l'énergie perdue dans la feuille d'Al de $700 \text{ } \mu\text{g/cm}^2$ placée sur le cristal de CsI (300 keV/mg/cm^2), à une valeur de :

$$E_\alpha = 11,3 \text{ MeV} \pm 0,3 \text{ MeV}.$$

b) ÉNERGIE DES DEUTONS. — En ce qui concerne le faisceau de deutons nous n'avons pas procédé à une mesure précise de l'énergie. Il nous importait de ne pas polluer la chambre du cyclotron avec le faisceau de deutons.

Toutefois, à l'aide du faisceau résiduel, nous avons pu déterminer la demi-largeur maxima correspondant à la distribution des deutons focalisés.

Sur l'oscilloscope nous avons d'abord constaté que la hauteur des impulsions correspondant aux deutons était environ les 3/4 de celle des impulsions correspondant aux α .

En faisant un relevé du spectre de ces deutons, dans les mêmes conditions que pour les α , nous avons constaté que la raie des deutons diffusés se plaçait très sensiblement au même endroit que celle correspondant aux α de 8,470 MeV provenant du ThC' (fig. 14).

E. K. Zavoisky, M. M. Bustlov, A. G. Plakhov, G. E. Smolkin (44) ont déterminé les courbes représentant les relations parcours-énergie

PLANCHE I

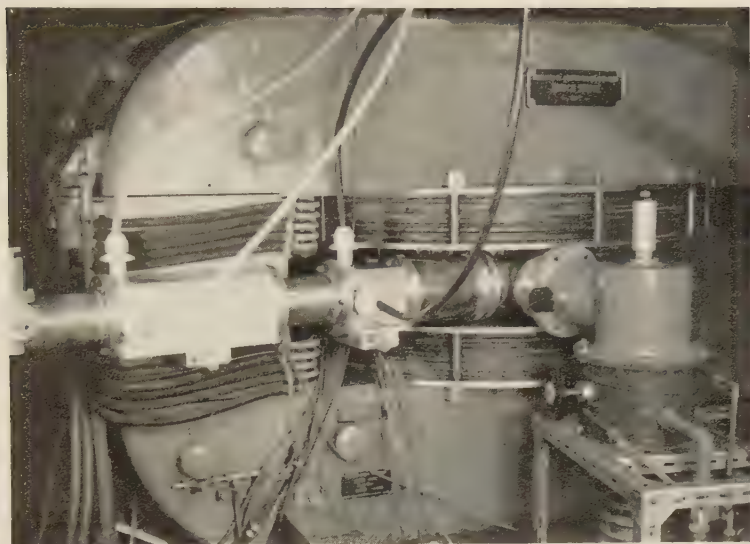


Fig. 10. — Lentilles électriques.

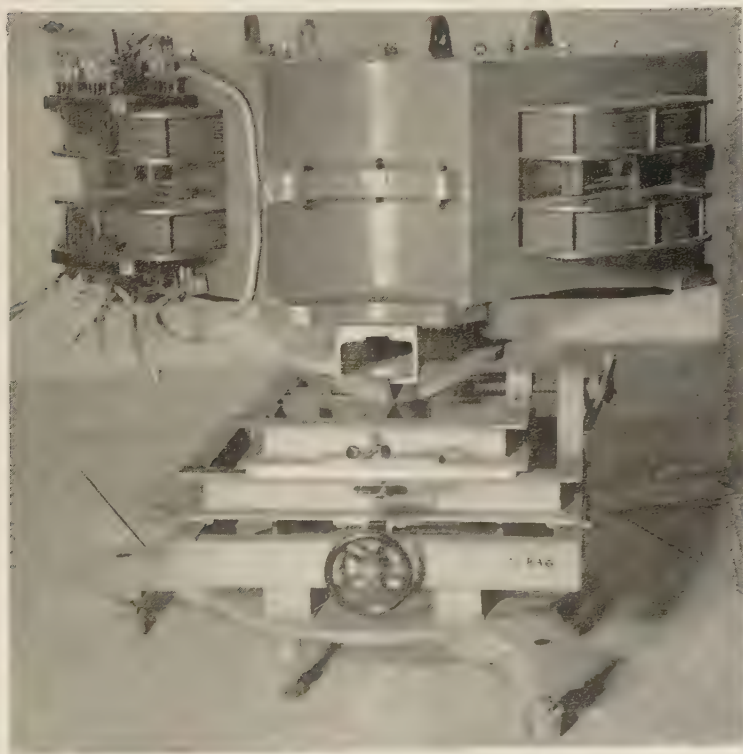


Fig. 10. — Aimant d'analyse (photographie).

PLANCHE II

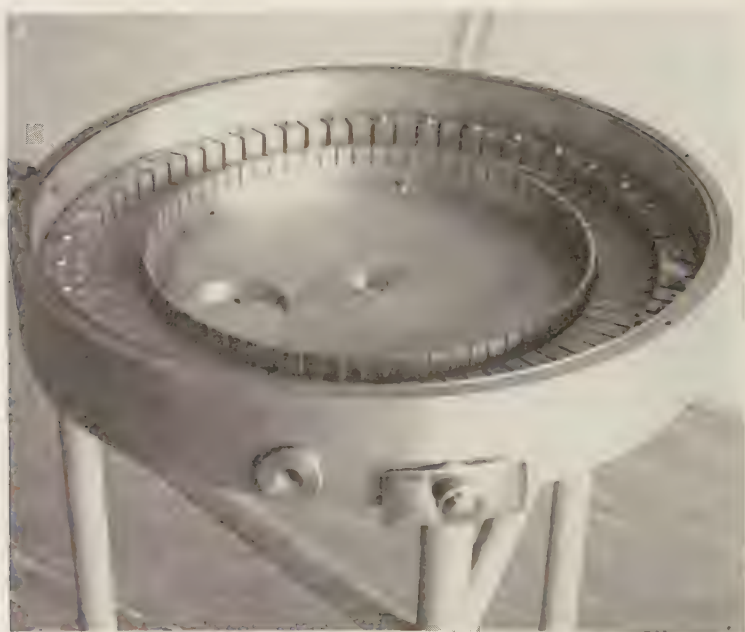


Fig. 19 *a*. — Chambre à plaques.



Fig. 19 *b*. — Chambre à compteurs.

pour les α , les deutons, les protons et les mésons π dans CsI (T₁) (fig. 15 a). Ils ont également déterminé les courbes caractérisant le rendement en photons à l'exception de celle concernant les deutons (fig. 15 b).

Si nous appelons N_x le nombre de photons créés par une particule α d'énergie E_x et de parcours x_x :

$$\text{Log } \frac{N_x}{x_x} = -m \log x + C^{\text{te}} \quad \text{d'où} \quad \frac{N_x}{x_x} = K_x x_x^{-m} \quad N_x = K_x x_x^{1-m}.$$

En supposant, comme l'indique la figure 15 b, que les courbes sont parallèles au moins jusqu'à 100 MeV nous aurons pour des deutons d'énergie E_d et de parcours x_d :

$$N_d = K_d x_d^{1-m}.$$

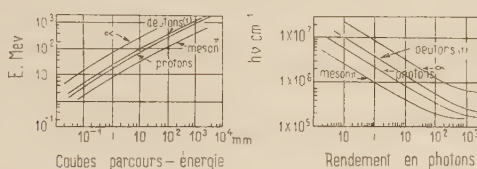


Fig. 15. — Courbes de E. K. Zavoisky, M. M. Butslov, A. G. Plakhov, G. E. Smolkin.

(1) Courbe complémentaire relative aux deutons.

Pour des deutons et des α donnant la même hauteur d'impulsion donc le même nombre de photons :

$$N_x = N_d \quad \left(\frac{x_x}{x_d} \right)^{1-m} = \frac{K_d}{K_x} = c.$$

Si nous supposons que le seuil correspondant à l'étalonnage des raies α est également valable pour les deutons, nous pouvons alors déterminer une courbe d'étalonnage des deutons telle que pour des impulsions quelconques de même hauteur correspondant à des α et des deutons la relation ci-dessus soit satisfaite. Le meilleur accord nous est donné par la droite de la figure 14. Elle correspond à $c = 0,35$.

Pour une même valeur du parcours en deutons et en α nous obtenons :

$$\frac{N_d}{N_x} = \frac{K_d}{K_x} \quad N_d = N_x \times 0,53.$$

Nous pouvons alors compléter les courbes de la figure 15 b par celle correspondant aux deutons.

L'étalonnage déterminé nous conduit pour l'énergie moyenne des

deutons diffusés par la feuille d'or à $5,7 \pm 0,1$ MeV. Ce résultat est en bon accord avec ceux du chapitre II compte tenu de l'énergie perdue dans la feuille de Mylar.

De plus, la figure 14 nous montre que la demi-largeur de la raie des deutons est ≤ 5 p. 100. Cette demi-largeur qui résulte de la résolution du spectromètre et de la largeur de la distribution d'énergie des deutons nous montre que celle-ci est de toute façon ≤ 5 p. 100.

Ces résultats nous ont incité à utiliser immédiatement le faisceau de particules α pour réaliser des expériences de physique nucléaire. Mais parallèlement nous avons poursuivi la réalisation et la mise au point d'autres appareils destinés à mieux utiliser le faisceau.

3.4-5. Aimant d'analyse et chambres à réaction. — Afin d'analyser le faisceau de particules focalisées par les lentilles électriques, nous avons fait construire un électroaimant.

Les propriétés de dispersion et de focalisation d'un prisme magnétique ont été très bien étudiées et Sternheimer (39) a réuni dans un article général l'ensemble des propriétés des aimants aussi bien à champs homogènes qu'à champs inhomogènes avec ou sans bords profilés qui avaient fait l'objet de nombreux travaux (14) (17) (35) (38).

Il nous était impossible dans la géométrie à laquelle nous étions astreints de se fonder uniquement sur les qualités optiques des aimants pour mieux en déterminer le type. L'angle de déflexion de 97° était un angle minimum et le rayon de courbure de 50 cm s'imposait pour pouvoir analyser des deutons qui selon les possibilités du cyclotron peuvent attendre une énergie de 9 MeV avec peut-être une géométrie différente.

Nous avons donc choisi de faire construire par la Société Alsthom un aimant (fig. 16, voir planche I) ayant assez de souplesse pour s'adapter à des conditions optiques différentes.

Pour y satisfaire, nous avons réalisé un type d'aimant dit en « H » ; mais nous avons doté cet aimant de pièces polaires interchangeable qui se glissent à l'intérieur de la culasse et dont le réglage se fait par des vis dont la tête affleure à la partie supérieure. Nous disposons de deux jeux de pièces polaires, l'un à faces parallèles, l'autre à faces non parallèles réalisant un indice $n = 1/2$.

Les pièces polaires à faces parallèles correspondent à un entrefer de 30 mm de hauteur et de 120 mm de large soit environ 60 mm utilisable. L'usinage des pièces polaires a été réalisé avec une précision de l'ordre du $1/100$ de millimètre. A l'aide d'un appareil à résonance magnétique nucléaire par induction réalisé par M. Lainé nous avons pu constater que le champ présentait dans la zone centrale et pour des distances des bords > 5 cm une homogénéité supérieure à 10^{-3} . Nous avons également relevé au fluxmètre, lors des essais de réception dans les ateliers

de l'Alsthom, les courbes du champ pour des intensités de 32 et 145 A que nous reproduisons dans la figure 17. Nous voyons que le champ conserve la même forme pour des intensités considérées, de sorte que la longueur effective de l'aimant reste la même pour les différentes valeurs du champ inférieures à la valeur correspondant à la saturation.

Nous avons prévu la possibilité de réduire l'énergie des particules du faisceau au moyen d'un ralentisseur que nous avons fait réaliser.

Le faisceau y traverse des feuilles d'aluminium de masse superficielle bien connue. On peut avoir une variation continue de l'énergie.

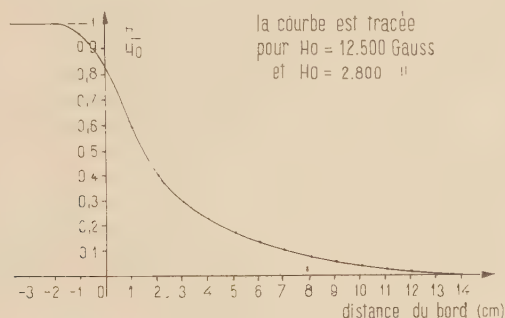


Fig. 17. — Champ de fuite de l'électro-aimant d'analyse du faisceau.

Dans ce cas, il était nécessaire de prévoir une variation continue du champ pour atteindre des valeurs continues de l'énergie : nous avons en collaboration avec M. Allard de la Société SAIP réalisé un système de régulation nous permettant d'avoir une bonne stabilité pour des valeurs de l'intensité à partir de 50 A correspondant à un champ de l'ordre de 4500 oersteds. Nous avons utilisé une amplidyne fournie par la Société Alsthom ; les enroulements de cette amplidyne sont excités par un amplificateur à l'entrée duquel on injecte les deux tensions en opposition provenant l'une d'une tension $E(1)$ que l'on peut varier pour modifier le champ, l'autre d'une borne d'une résistance étalonnée et parfaitement stable placée sur le circuit d'alimentation de l'aimant (fig. 18).

Pour mesurer la stabilité de notre champ nous nous sommes servi d'un microvoltmètre que nous avons mis aux bornes des deux tensions en opposition et d'un appareil à résonance magnétique par absorption (25) que nous avons réalisé en collaboration avec M. Debray. Nous avons observé une stabilité de l'ordre de $2 \text{ à } 3 \cdot 10^{-4}$.

Cet aimant d'analyse du faisceau permettra l'utilisation de deux chambres à réaction que nous avons réalisées (fig. 19, voir planche II).

La chambre à plaques construite en collaboration avec M. Vigneron

et Mme Génin permettra, par la rotation de la couronne porte-plaques, d'établir des courbes d'excitation en différentes positions en faisant défiler les plaques devant les orifices placés aux angles désirés.

La chambre à compteurs réalisée avec M. Renard et M. Duquesne est caractérisée par les deux détecteurs à CsI dotés de mouvements de rotation indépendants par rapport à la cible centrale et qui permettent de détecter à un angle de 7° par rapport à la direction initiale du faisceau.

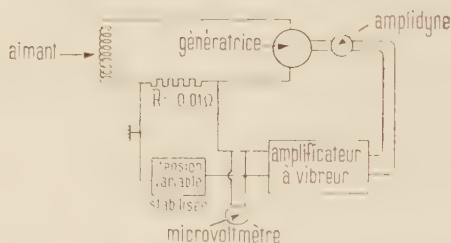


Fig. 18. — Schéma de principe de la régulation.

CHAPITRE IV

Excitation coulombienne des noyaux.

La possibilité d'exciter le noyau par interaction électrique produite par le passage d'une particule chargée dans son voisinage a été entrevue bien avant sa mise en évidence expérimentale (26).

R. B. Day et T. Huus (19) ainsi que C. L. MacClelland (27) ont observé les premiers un rayonnement parasite lors du bombardement de cibles de tantale par des protons de 2,7 MeV.

Par la suite McClelland et C. Goodman (28), T. Huus et C. Zupančič (24) ont mis en évidence que ce rayonnement provenait de l'excitation coulombienne du ^{181}Ta . Divers expérimentateurs ont alors procédé à des recherches systématiques sur différents noyaux.

Bohr et Mottelson (12) ont montré que ce procédé expérimental constitue un moyen puissant pour étudier les propriétés collectives des noyaux.

4.1. Rappel théorique. — 4.1-1. Généralités. — L'excitation des noyaux, par les particules incidentes qu'ils diffusent, résulte d'une interaction électromagnétique. Les sections efficaces totales d'excitation multipolaires magnétiques ($M\lambda$) et électriques ($E\lambda$) sont données dans le trai-

tement quantique du problème avec approximation non relativiste (1) par :

$$(IV.1) \quad \sigma(E\lambda) = \left(\frac{Z_1 e}{\hbar V_i} \right)^2 a^{-2\lambda+2} B(E\lambda) f_{E\lambda}(\eta_i, \xi)$$

$$(IV.2) \quad \sigma(M\lambda) = \left(\frac{Z_1 e}{\hbar c} \right)^2 \frac{V_f}{V_i} a^{-2\lambda+2} B(M\lambda) f_{M\lambda}(\eta_i, \xi)$$

avec :

$$a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{m_0 V_i V_f} \quad \xi = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar} \left(\frac{1}{V_f} - \frac{1}{V_i} \right) \quad \eta_i = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar V_i}$$

Dans ces formules :

Z_1 : nombre atomique de la particule incidente,

Z_2 : nombre atomique du noyau cible,

m_0 : masse réduite de particule incidente et du noyau cible,

V_i : vitesse initiale de la particule incidente par rapport au noyau,

V_f : vitesse finale de la particule incidente par rapport au noyau,

$f(\eta, \xi)$: fonctions relatives aux distributions de densités de charge et de courant.

Les propriétés intrinsèques du noyau jouent un rôle prépondérant dans la valeur des coefficients $B(E\lambda)$ et $B(M\lambda)$: probabilités de transitions réduites associées à l'absorption du rayonnement multipolaire correspondant lors du passage de l'état initial I_i à l'état final I_f .

$$(IV.3) \quad B(E\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} | \langle I_f || \mathcal{M}(E\lambda) || I_i \rangle |^2.$$

$$(IV.4) \quad B(M\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} | \langle I_f || \mathcal{M}(M\lambda) || I_i \rangle |^2.$$

L'excitation rotationnelle des noyaux laisse intouchée leurs structures intrinsèques de sorte que les transitions réduites peuvent être écrites comme le produit d'un facteur caractérisant l'état de la bande caractérisée par un facteur d'addition vectoriel.

Nous avons pour les transitions $E2$:

$$(IV.5) \quad B(E2; I_i \rightarrow I_f) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \langle I_2 K O | I_2 I_f K \rangle^2.$$

Q_0 : moment quadrupolaire électrique intrinsèque $\langle I_2 K O | I_2 I_f K \rangle$: coefficient de Clebsch-Gordan.

De même pour les transitions M_1 :

$$(IV.6) \quad B(M_1; I_i \rightarrow I_f) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{e\hbar}{2M_0} \right)^2 (g_K - g_R)^2 K^2 \langle I_1 K O | I_1 I_f K \rangle^2.$$

g_K et g_R : rapports gyromagnétiques correspondant aux mouvements intrinsèque et collectif.

Dans le cas des spectres de vibration des noyaux sphériques nous avons :

$$(II.7) \quad B(E\lambda, I=0 \rightarrow I_f) = (2\lambda + 1) \left(\frac{3}{4} ZeR_0^\lambda \right)^2 \frac{\hbar}{2(B_\lambda C_\lambda)^{1/2}}$$

dans cette formule nous avons :

$B(\lambda)$ = moment d'inertie lié au mouvement collectif des nucléons.

$C(\lambda)$ = tension superficielle liée à l'énergie superficielle.

4.1-2. Excitations rotationnelles. — Si le noyau est déformé et possède une symétrie axiale (fig. 20), Bohr et Mottelson (11) ont montré que l'on pouvait écrire les énergies du spectre de rotation sous une forme analogue à celles des molécules linéaires :

$$(II.8) \quad E_I = E_0 + \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) + a(-1)^{I+1/2}(I+1/2)\delta_{K,1/2}].$$

E_0 = constante dépendant de la structure intrinsèque.

J = moment d'inertie par rapport à un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie.

K = projection de I sur l'axe de symétrie caractérise la bande de rotation ; il est égal à 0 pour les noyaux pair-pairs ; pour les noyaux impairs le nucléon non couplé détermine K .

Pour les noyaux pair-pairs la suite des valeurs de I possible est :

$$I = 0, 2, 4, 6 \dots \text{(parité paire).}$$

Pour les noyaux impairs nous avons :

$$I = K, K+1, K+2, K+3 \dots \text{(parité du premier état de la bande).}$$

Les régions de grande déformation nucléaire, correspondant à $150 < A < 190$ et $A > 222$, montrent des niveaux d'excitation très bas. Ces régions correspondent à des noyaux dont la structure est éloignée des couches saturées.

4.1-3. Excitations vibrationnelles. — α) NOYAUX SPHÉRIQUES. — Pour les noyaux sphériques se trouvant au voisinage des couches saturées, dans les régions dites « intermédiaires », et ayant une symétrie sphérique ou très peu différente, le spectre vibrationnel est associé à un moment multipolaire oscillant. Dans ce cas, par analogie avec l'oscillateur harmonique, les niveaux sont séparés par des énergies égales correspondant à l'énergie d'un phonon :

$$(IV.9) \quad \hbar\omega_\lambda = \hbar \left(\frac{C_\lambda}{B_\lambda} \right)^{1/2}.$$

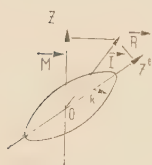


Fig. 20.

b) NOYAUX SPHÉROÏDAUX. — Le cas des noyaux sphéroïdaux est beaucoup plus complexe à cause du couplage des vibrations à la rotation du noyau. L'état de vibration est alors caractérisé par un nombre quantique λ correspondant aux nœuds de vibration de la surface et un second nombre quantique ν déterminant la projection du moment angulaire vibrationnel sur l'axe de symétrie, $0, \pm 1, \dots, \pm \lambda$.

Les paramètres B et C dépendent alors non seulement de λ mais aussi de ν .

Les bandes de vibration correspondant à la structure précédente n'existent plus ; ainsi pour les noyaux pair-pairs on a deux bandes de rotation associées chacune à un mode de vibration quadrupolaire $\lambda = 2$.

4.2. Méthodes expérimentales. — On a utilisé des faisceaux de protons, de particules α et d'ions lourds pour bombarder les cibles des corps à étudier.

Les niveaux excités retombent à l'état fondamental principalement par émission d'un rayonnement E2 dans le cas des niveaux 2^+ des noyaux pair-pairs ou par un mélange E2 + M1 pour les deux premiers niveaux correspondant à $I = K + 1$ et $K + 2$ des noyaux impairs.

4.2-1. Étude du rayonnement γ émis. — Les expériences sont faites soit avec des cibles minces soit avec des cibles épaisses.

Dans le premier cas, on peut étudier plus particulièrement la variation de la section efficace en fonction de l'énergie des particules incidentes.

Avec des cibles épaisses dont on détermine le rendement on établit la distribution angulaire des γ de désexcitation qui est sensiblement la même qu'en cible mince.

Elle est donnée par :

$$(V. 10) \quad W(\theta_\gamma) = \sum_K a_K^\lambda(\xi, \nu) A_K^\lambda P_K \cos(\theta_\gamma).$$

θ_γ = angle du γ par rapport à la direction de la particule incidente.

A_K^λ = coefficients tabulés (9).

$a(\xi, \nu)$ = coefficients dépendant de l'énergie de la particule incidente.

On emploie les spectromètres à cristaux de NaI(Tl) conventionnels et dans chacun des deux cas on peut procéder à des mesures en coïncidence.

Dans ces expériences, les principaux inconvénients sont :

— la faible résolution des spectromètres (> 10 p. 100 pour $E_\gamma < 500$ keV) ;

— l'importance parfois considérable du fond. En particulier le ralentissement des particules dans la cible donne naissance à un rayonnement de freinage dont la section efficace de formation est donnée pour le rayonnement électrique multipolaire par :

$$(V.11) \quad \left\{ \begin{aligned} d\sigma(E\lambda) &= \frac{e^2}{\hbar c} (A_1 + A_2)^{-2\lambda} [Z_1 A_2^\lambda + (-1)^\lambda Z_2 A_1^\lambda]^2 \left(\frac{c}{v_i}\right)^2 \\ &\quad \times a^2 (qa)^{2\lambda+2} f E_\lambda^0(\eta_i, \xi) \frac{dq}{q} . \end{aligned} \right.$$

$d\sigma(E\lambda)$ = probabilité d'émission d'un photon dans l'intervalle du nombre d'ondes dq .

La contribution multipolaire magnétique est beaucoup moins intense (dans un rapport $\left(\frac{v}{c}\right)^2$ par rapport aux multipôles homologues électriques) sauf dans le cas des α et pour des noyaux légers où le facteur $Z_1/A_1 - Z_2/A_2$ est très petit.

Les expériences de Stelson et E. K. MacGowan (37) montrent que le « Bremsstrahlung » contribue pour moitié à la formation du spectre entre les raies d'excitation coulombienne lors du bombardement de $^{197}_{79}\text{Au}$ par des protons de 4 MeV.

Malgré les inconvénients signalés, cette méthode est la plus utilisée en raison de sa simplicité.

4.2-2. Étude des électrons de conversion. — Outre la possibilité de déterminer avec une haute résolution la valeur de l'énergie des électrons émis, cette méthode permet de déterminer les mélanges E_2/M_1 qui sont également donnés par les valeurs des distributions angulaires. Elle demande l'emploi de cibles d'autant plus minces que l'énergie des électrons de conversion est plus faible.

4.2-3. Étude des particules diffusées inélastiquement. — Cette méthode encore rarement employée permet de déterminer les groupes des différentes particules diffusées inélastiquement.

Dans tous les cas, afin de ne pas être perturbé par les réactions nucléaires possibles, il est nécessaire de se placer très au-dessous de la barrière de potentiel correspondant au noyau cible :

$$(V.12) \quad E_{B\text{eff}} = 1,44 Z_1 Z_2 \frac{A_1 + A_2}{A_2} \frac{1}{r_0 A_2^{1/3} + \rho} .$$

D'autre part pour conserver le caractère non adiabatique de l'interaction coulombienne la vitesse doit être une valeur telle que :

$$E_{\text{MeV}} \gtrsim 0,2 Z_1 (A_1/Z_1)^{1/3} (Z_2 \Delta E_{\text{MeV}})^{2/3} .$$

4.3. Résultats expérimentaux. — 4.3-1. Niveaux excités. — NOYAUX PAIR-PAIRS. — On a pu exciter le premier niveau 2^+ dans la plupart des noyaux pair-pairs, avec d'autant plus de facilité que l'on se trouvait dans la région des noyaux déformés. Dans aucun cas, le second niveau 4^+ correspondant à un spectre de rotation n'a pu être observé. Les transitions induites sont essentiellement de nature quadrupolaire électrique et les $B(E_2)$ calculés correspondent à des valeurs jusqu'à 100 fois plus élevées que celles trouvées par Weisskopf (42), dans le cas de la transition d'une seule particule. Les sections efficaces d'excitation du niveau 4^+ soit par transition directe ($\sigma(0^+ \rightarrow 4^-)$) soit par double transition ($\sigma(0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 4^+)$) sont très petites. Ainsi $\sigma(0^- \rightarrow 2^+ \rightarrow 4^+)$ qui est supérieur à $\sigma(0^+ \rightarrow 4^+)$ pour des énergies élevées est égal à $5 \cdot 10^{-27}$ cm² pour des α de 20 MeV et pour des noyaux de la région $Z = 90$ (2).

MacGowan et P. H. Stelson (30) ont observé l'excitation du second niveau 2^+ de 622 keV du $^{194}_{78}\text{Pt}$ en détectant les γ de la cascade 292 keV/330 keV. Ils ont trouvé que le $B(E_2)_d$ pour la transition de 622 keV est de $(1,74 \pm 0,35) \cdot 10^{-51}$ cm² soit $1/4$ de la valeur $B(E_2)_{sp}$; de plus, ils ont établi que pour le niveau de 330 keV $B(E_2)_d/B(E_2)_{sp} = 58$ et que pour la transition de 292 keV ce rapport est égal à 35.

$B(E_2)_d$: transition correspondant à la désexcitation.

$B(E_2)_{sp}$: transition d'une seule particule.

Leurs résultats montrent que $B(E_2)_d$ pour la transition $2^+ \rightarrow 2^+$ est plus faible que $B(E_2)_d$ pour la transition $2^+ \rightarrow 0$ ce qui est en contradiction avec les prédictions des modèles à « forme instable » (43) et à « oscillation libre » (33).

NOYAUX IMPAIRS. — Les deux premiers niveaux de rotation correspondant aux spectres rotationnels ont été observés avec une particulière netteté dans la région des noyaux déformés. Ces excitations ont été trouvées, comme pour les noyaux pair-pairs, être de nature essentiellement quadrupolaire électrique (E_2). En particulier, G. Temmer et N. P. Heydenburg ont étudié de façon systématique la région des terres rares (40). Les rapports des énergies trouvées correspondent assez bien avec ceux résultant de la formule (IV.8).

Toutefois, dans les régions intermédiaires les rapports trouvés sont différents des rapports théoriques.

On peut l'attribuer à un mélange de vibration et de rotation d'autant plus que souvent les noyaux pair-pairs voisins présentent des niveaux de vibration caractéristiques.

C'est dans ce sens que peut être interprété le résultat obtenu avec l'Au dans les expériences que nous avons faites.

4.3-2. Sections efficaces observées. — Les études de la variation de la section efficace en fonction de l'énergie des particules incidentes ont montré un bon accord avec la formule théorique (IV.1). De plus, elles

ont établi que l'excitation coulombienne procède essentiellement par transition E_2 .

Il est intéressant de considérer non seulement la variation de la section efficace en fonction de l'énergie

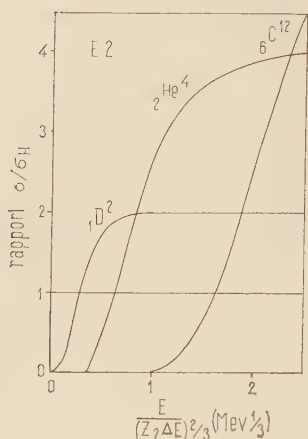


Fig. 21.

E : Energie de la particule.

Z : Charge du noyau cible.

E : excitation du noyau cible.

pour une particule donnée mais de comparer les sections efficaces se rapportant à des particules différentes.

Alder et ses collaborateurs (1) ont donné un graphique (fig. 21) permettant de comparer les sections efficaces se rapportant aux deutons et aux particules α à celles de protons de même énergie. On y voit que l'excitation des niveaux les plus élevés seraient favorisée par l'utilisation de protons pour une même énergie de la particule incidente.

Cependant, il convient de noter que le spectre de ralentissement est plus important pour les protons et qu'il peut être intéressant d'employer des particules α et même des ions lourds.

Lors de l'estimation des sections efficaces, il est nécessaire de tenir compte de la fraction de γ convertis dans les différentes couches. Dans les cas des noyaux impairs, les distributions angulaires donnent des renseignements sur les mélanges $E_2 + M_1$ correspondant aux transitions $\Delta l = 1$, renseignements qui sont également fournis par l'examen des électrons de conversion. Dans le cas des noyaux pair-pairs, les études de distribution angulaire E_2 ont permis de vérifier le parfait accord avec les résultats du traitement quantique.

4.3-3. Cas particuliers du $^{181}_{73}\text{Ta}$, $^{197}_{79}\text{Au}$ et du platine (mélange d'isotopes naturels).

— a) EXCITATION COULOMBIENNE DU $^{181}_{73}\text{Ta}$. — L'étude de l'excitation coulombienne du $^{181}_{73}\text{Ta}$ est particulièrement complète. On le doit au fait que les γ de désexcitation du $^{181}_{73}\text{Ta}$ sont ceux qui ont été les premiers observés, à la facilité d'obtenir des cibles à l'état de grande pureté et également au fait que ce noyau se situe dans la zone des noyaux déformés. Ce noyau est particulièrement favorable pour vérifier les hypothèses du

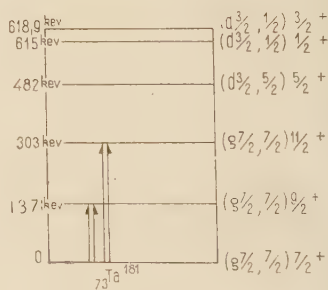


Fig. e.

modèle collectif. Nous donnons ci-après un schéma des niveaux du $^{181}_{73}\text{Ta}$ (10) en précisant ceux qui ont pu être atteints par excitation coulombienne.

Ce sont les niveaux de 137 et 303 keV. Le niveau de 303 keV se désexcite à l'état fondamental par :

- un γ direct qui est un pur E_2 ;
- une cascade passant par le niveau de 137 keV.

Le rapport $N_{166 \text{ keV}}/N_{303 \text{ keV}}$ est trouvé égal à 1,74 (37).

Les rayonnements de 166 et 137 keV sont des mélanges $E_2 + M_1$.

La connaissance des mélanges et du rapport cascade/direct permet de déterminer :

- la valeur de $B(E_2)_{\text{exc}}$ pour les niveaux 303 et 137 keV ;
- les $B(E_2)_d$ pour les γ de 303, 166 et 137 keV ;
- les $B(M_1)_d$ pour les γ de 166 et 137 keV.

A l'aide de ces dernières valeurs on calcule :

- Q_0 : moment quadrupolaire électrique intrinsèque ;
- $g_K - g_R$: différence entre les rapports gyromagnétiques intrinsèque et collectif.

La mesure du moment magnétique de l'état fondamental permet alors de déterminer g_K et g_R .

Les résultats obtenus confirment les hypothèses du modèle collectif.

b) EXCITATION COULOMBIENNE DE $^{197}_{79}\text{Au}$.

Ce noyau est intéressant parce qu'il se situe dans une région de moindre déformation. Les résultats obtenus (15) (22) montrent que l'on excite les quatre niveaux de 77, 268, 278 et 550 keV suivant le schéma ci-contre.

Le niveau de 550 keV décroît essentiellement par transition directe E_2 et une faible partie par cascade passant par le niveau 278.

La valeur du rapport d'embranchement cascade/direct est ~ 6 p. 100 (37).

Les valeurs des $B(E_2)_{\text{exc}}$ pour les différents niveaux déduits des valeurs des mélanges de γ de multipolarités différentes et des rapports des transitions cascade/directe semblent en accord avec la théorie de l'excitation coulombienne, dans la limite des erreurs expérimentales.

Toutefois, la suite des énergies correspondant aux différents niveaux ne correspond pas aux valeurs données par le modèle collectif dans le cadre du couplage fort.

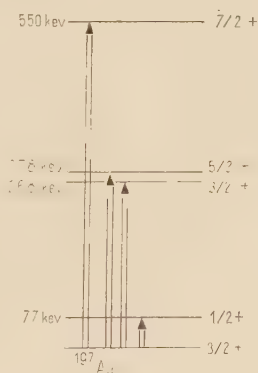


Fig. f.

Le rapport théorique entre les niveaux $5/2$ et $7/2$ devrait être de $2,40$. En réalité il est trouvé égal à $1,99 \pm 0,02$.

Il était intéressant de voir si les α de $11,3 \pm 0,3$ MeV nous donneraient des résultats conformes à ceux déjà obtenus. Toutefois, nous étions limités par nos conditions expérimentales que nous allons décrire ci-après.

Les expériences avec le tantalum nous ont fourni un étalonnage pour l'ensemble de nos appareils. Nous avons ensuite examiné d'autres cibles en nous limitant à la région des $Z \sim 80$. Dans cette condition la section efficace de formation, du noyau composé est $< 10^{-31}$ cm², de sorte que nous ne sommes pas gêné par les réactions nucléaires qui pourraient se produire sur les noyaux de cibles.

Toutefois, il reste la possibilité d'une impureté ou de noyaux parasites (gaz résiduels par exemple).

c) EXCITATION COULOMBIENNE DU Pt. — En bombardant une cible de Pt, on obtient les γ correspondant à l'excitation des différents isotopes (37) et dans les conditions généralement rencontrées pour les noyaux pair-pairs et impairs (Pt¹⁹⁴, Pt¹⁹⁶, Pt¹⁹⁸, Pt¹⁹⁵). Toutefois, récemment MacGowan et P. H. Stelson (30) ont observé l'excitation du second niveau 2^+ de ¹⁹⁴Pt avec une cible enrichie à 65 p. 100.

Nous préciserons d'abord nos conditions expérimentales.

CHAPITRE V

Conditions expérimentales réalisées pour nos expériences d'excitation coulombienne.

5.1. Dispositifs expérimentaux. — Nous avons successivement utilisé les deux dispositifs expérimentaux suivants :

5.1-1. Dispositif I. — Nous avons conservé d'abord le montage décrit au chapitre III et comportant en particulier une feuille d'or diffusant une partie très faible du faisceau, un détecteur des particules diffusées à 90° composé d'un cristal de CsI monté sur un photomultiplicateur. Les impulsions fournies par le détecteur sont envoyées sur un oscilloscope de contrôle et dans une échelle à côté du pupitre de commande du cyclotron.

Les particules α transmises par la feuille d'or viennent alors après une nouvelle collimation au moyen des diaphragmes identiques à ceux précédant le diffuseur, bombarder la cible qui se trouve placée à l'endroit où se trouvait le disque de laiton qui recueillait le faisceau.

Toutefois, pour minimiser l'absorption des γ émis, la paroi se trouvant derrière la cible est constituée par une mince feuille d'acier d'épaisseur 2/10 de millimètre. L'ensemble cible/paroi est isolé et est relié à l'amplificateur à courant continu, Ekco suivant le schéma ci-contre :

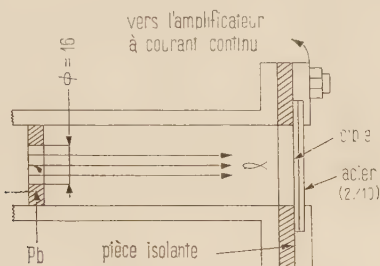


Fig. g.

La détection des γ provenant de l'excitation des noyaux de la cible est assurée par un spectromètre constitué par :

- un cristal de NaI de 1,3/4 inch sur 2 inches associé à un photomultiplicateur Dumont 6292, placé immédiatement derrière la cible ;
- les impulsions sont envoyées sur un oscilloscope de contrôle, atténuées puis dirigées dans une autre pièce du Laboratoire où se trouve un sélecteur à 100 canaux RIDL.

Nous avons constaté qu'il était indispensable d'améliorer le vide au voisinage de la cible afin de réduire les réactions sur le gaz résiduel. Le vide qui règne dans cette partie est en effet celui établi par les pompes qui créent le vide différentiel sur les lentilles. A cet effet, nous avons construit une chambre à réaction permettant un pompage direct.

5. 1-2. Dispositif II. — La chambre réalisée en duralumina a un diamètre intérieur de $\Phi = 170$ mm et une hauteur intérieure de 160 mm. Elle présente à l'extérieur huit faces avec chacune un trou exactement centré en leur milieu d'un diamètre $\Phi = 54$ mm. Chacun de ces trous peut être obturé par un capuchon ayant l'une ou l'autre des formes indiquées sur la figure 22.

Dans le cas où l'on veut se rapprocher le plus possible du centre de la chambre on place alors le capuchon creux qui permet d'y introduire le cristal du détecteur. En outre ce dernier présente l'avantage d'avoir la possibilité d'être protégé à l'intérieur de la chambre par une pièce

de plomb épousant sa forme et celle de la paroi intérieure, et ayant un trou centré sur l'axe du capuchon de diamètre $\Phi = 32$ mm.

Le couvercle en laiton de cette chambre comporte un logement central avec joint en « U » dans lequel glisse une tige rectifiée constituant le porte-cible. Le fond de la chambre est percé d'un trou circulaire de

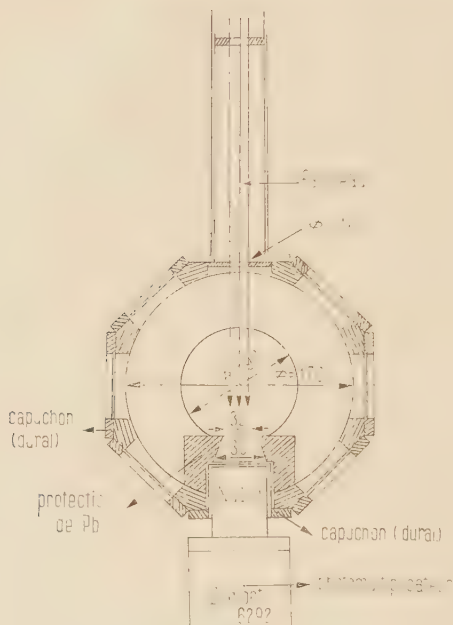


Fig. 22. — Chambre à réactions.

diamètre $\Phi = 90$ mm, en communication directe avec une pompe à diffusion Edwards au moyen d'un tube de $\Phi = 80$ mm.

Le dispositif I nous a permis de nous assurer qu'il était possible de faire des expériences avec des intensités comparables.

5.2. Comparaison des intensités du faisceau de particules α . —

Ce qu'il nous importe principalement de connaître dans les expériences de réactions nucléaires en général, c'est le nombre de particules qui sont effectivement tombées sur la cible. Une mesure grossière nous a déjà permis de nous assurer que l'intensité lue sur l'amplificateur à courant continu était proportionnelle au nombre de coups par minute enregistré par l'échelle. Ainsi pour un courant constant de l'ordre de $0,008 \mu A$ nous avons 40.000 coups/minute.

Ceci indique que le nombre d' α diffusés est proportionnel à l'intensité du faisceau tombant sur la cible. Mais il était essentiel de vérifier que le nombre de coups de notre échelle était rigoureusement proportionnel au nombre d' α tombés sur la cible. Nous l'avons établi en bombardant la cible pendant des temps variables, avec des intensités variables mais toujours avec un même nombre total de coups sur l'échelle. Dans tous les cas, les spectres étaient rigoureusement superposables.

Il pouvait toutefois se glisser une erreur lors de la mise en route du cyclotron, étant donnée la proximité des valeurs du champ magnétique du cyclotron correspondant aux deux faisceaux de particules α et de deutons résiduels (~ 100). On identifie immédiatement les particules en observant la hauteur des impulsions sur l'oscilloscope de contrôle et la saturation de la voie de détection des γ de la cible produite dans le cas d'un faisceau de deutons. Ces derniers possèdent des sections efficaces de réaction supérieures aux α .

Au cours des différentes expériences, nous nous sommes heurté à deux difficultés essentielles :

1° Les effets des rayonnements parasites créés dans la machine elle-même et par le faisceau sur les différentes parties du dispositif de focalisation. Ce fond est d'ailleurs beaucoup moins important en α qu'en deutons. Nous l'avons réduit d'un facteur 10 :

— en disposant à l'intérieur du tube T(2) une chemise de Pb de 2 mm d'épaisseur ;

— en blindant avec un mur de 20 cm. de Pb au niveau du diffuseur.

2° La H. F. rayonnée aussi bien par l'émetteur principal alimentant les dees que celle provenant de l'émetteur de chauffage du filament. Le principal effet consiste en une modification des valeurs de fonctionnement des appareils situés à proximité de la chambre à réaction, au cours du temps.

Nous avons réussi à l'éliminer presque complètement en disposant des prises de masse à des endroits les plus rapprochés que possible et en blindant le phototube lui-même.

Au cours des nombreuses expériences que nous avons faites, nous avons systématiquement écarté celles pour lesquelles l'étalonnage avait varié de plusieurs canaux, autour du 50^e canal du début à la fin de l'expérience.

Nous avons entrepris des expériences sur l'excitation coulombienne du tantale et de l'Au. Nous avons également examiné rapidement le cas d'un mélange d'isotopes naturels de platine et de plomb.

5.3. Cibles utilisées. — Il eût été fructueux d'utiliser des cibles minces placées au centre de la chambre, mais pour les raisons indiquées auparavant et bien que l'intensité des α soit suffisante pour effectuer de

telles expériences, elles auraient duré trop longtemps étant donnée l'instabilité des appareils avoisinant le cyclotron.

Aussi avons-nous été contraint d'utiliser des cibles épaisses et dans une position telle que nous ayons une intensité suffisamment impor-

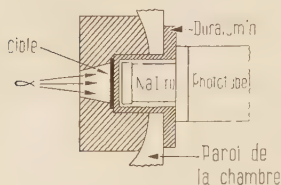


Fig. h.

tante des α émis dans les réactions. A cet effet, nous les avons placées en bout du faisceau suivant la figure ci-contre :

— le cristal est placé dans son logement se trouvant ainsi protégé à l'intérieur par le bloc de plomb formant également diaphragme ;

— nous avons utilisé des cibles : de tantale de 50 mg/cm^2 ; d'Or de $49,5 \text{ mg/cm}^2$ (30μ) ; de platine et de plomb.

5.4. Efficacité des compteurs. — Pour atteindre le nombre de γ fournis par l'excitation coulombienne et ayant une énergie donnée, il est nécessaire de connaître l'efficacité des compteurs.

Nous avons déterminé l'efficacité photoélectrique de notre spectromètre.

Nous appellerons ε_p l'efficacité photoélectrique pour une position donnée de la source par rapport au détecteur :

Nous aurons :

$$\varepsilon_p = R \times \varepsilon_T.$$

R : rendement dans le pic photoélectrique.

ε_T : efficacité totale (photoélectrique + Compton).

Nous pouvons calculer le rendement R en faisant le rapport de la surface du pic photoélectrique à la surface totale des spectres enregistrés, en tenant compte toutefois du pic de rétrodiffusion.

Nous avons fait ce calcul pour les γ de 279, 510 et 660 keV de Hg^{203} , Na^{22} et Cs^{137} respectivement :

Nous avons :

$$R_{279 \text{ keV}} = 0,6 \pm 0,03,$$

$$R_{510 \text{ keV}} = 0,38 \pm 0,02,$$

$$R_{661 \text{ keV}} = 0,34 \pm 0,02.$$

Nous ne pouvons atteindre directement ε_T . Mais le calcul théorique a permis à Bell (5) de donner les courbes d'efficacité en fonction de la position de la source par rapport au détecteur pour un cristal de dimension donnée. Nous avons alors déterminé ε_p expérimentalement puis nous avons comparé les courbes données par Bell pour ε_T en nous servant des valeurs de rendement déterminées plus haut.

Pour ce faire, nous avons fait plusieurs expériences :

Nous avons utilisé le sélecteur à 100 canaux qui permet de faire des expériences en coïncidences. Une source de Na^{22} a été mise à la place exacte de la cible avec la protection de plomb analogue à celle s'y trouvant pendant les expériences d'excitation coulombienne. Nous avons placé le détecteur P(1) à sa place habituelle et un autre détecteur P(2) analogue dans la position indiquée par la figure ci-contre :

1° Dans une première expérience nous examinons les coïncidences entre les raies du Na^{22} de 500 keV et de 1,26 MeV.

A l'aide du sélecteur à 100 canaux, nous examinons le spectre donné par P(1) qui est en coïncidence avec le pic photoélectrique correspondant au γ de 1,26 MeV, donné par P(2) qui commande l'ouverture de la porte.

Soient alors :

N : le nombre de γ de 1,26 MeV émis pendant le temps T ,

$2N$: le nombre de γ de 510 keV émis en coïncidence,

ω_1 : l'angle solide de P(1) par rapport à la source,

ω_2 : l'angle solide de P(2) par rapport à la source,

ε_{p_1} : efficacité photoélectrique de P(1),

ε_{p_2} : efficacité photoélectrique de P(2).

Nous avons pendant un temps T :

N_p : Nombre de γ dans la raie photoélectrique de P(2) $= N\omega_2\varepsilon_{p_2}$.

N_c : nombre de coïncidences dans la raie photoélectrique de 510 keV $= 2N\omega_1\varepsilon_{p_1}\omega_2\varepsilon_{p_2}$.

Le rapport $\frac{N_c}{2N_p}$ donne $\omega_1\varepsilon_{p_1}$.

Nous avons obtenu :

$$N_p = 30480$$

$$N_c = 2817$$

d'où :

$$\omega_1\varepsilon_{p_1} = 0,046.$$

2° Dans une deuxième expérience, nous avons ajusté la porte de l'analyseur à 100 canaux sur le pic photoélectrique du γ de 510 keV fourni par P(2). Nous avons alors observé le spectre en coïncidence donné par P(1) quand P(2) est dans une position opposée par rapport à la source.

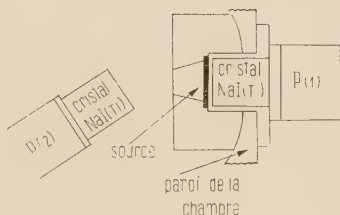


Fig. i.

Si $\omega_2 \leq \omega_1$, nous avons :

$$N_c = N_p \varepsilon_{p_1}, \quad N_c/N_p = \varepsilon_{p_1}.$$

Nous trouvons :

$$N_c = 40\,000$$

$$N_p = 159\,200$$

$$\varepsilon_{p_1} = 0,25$$

d'où :

$$\omega_1 = 0,18.$$

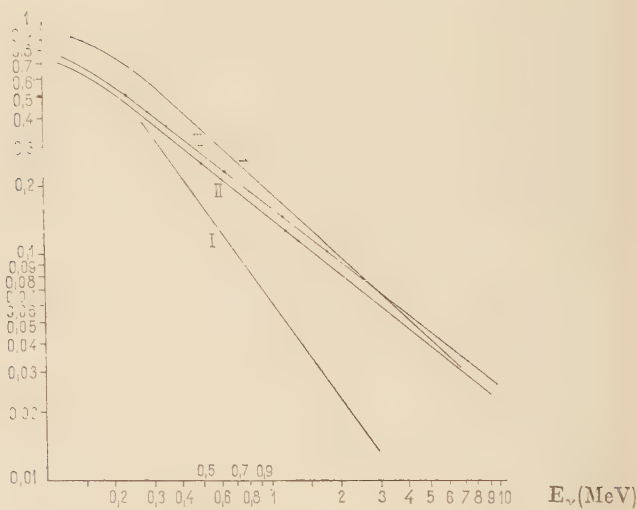


Fig. 23. — Efficacité photoélectrique des cristaux de NaI.

Courbes de P. R. Bell, R. C. Davis, N. H. Lazar.

Courbe I : cristal de $1/2$ inch $\times$ 1 inch à 7 cm de la source.

Courbe IV : Cristal de 3 inch $\times$ 3 inch à 9,3 cm de la source.

Courbe III : Etalonnage avec Ra à 20 cm.

Courbe II : Etalonnage avec coïncidences cristal contre source pour notre cristal de $1\,3/4$ inch $\times$ 2 inch.

Nous obtenons ainsi ε_{p_1} pour 510 keV et la valeur ω_1 de l'angle solide relatif à la position de la source.

Nous avons ensuite remplacé la source de Na_{22} par une source de Co^{60} et nous avons placé la porte sur la raie de 1,33 MeV.

Nous avons obtenu :

$$\omega_1 \varepsilon_{p_1, 1,33 \text{ MeV}} = \frac{N_c}{N_p} = 0,022.$$

En prenant $\omega_1 = 18$ p. 100 nous avons :

$$\varepsilon_{p1,17 \text{ MeV}} = 0,122.$$

On en déduit par comparaison des intensités photoélectriques du γ de 1,33 MeV à celui de 1,17 MeV :

$$\omega_1 \varepsilon_{p1,33 \text{ MeV}} = 0,0198$$

$$\varepsilon_{p1,33 \text{ MeV}} = 0,11.$$

P. R. Bell, R. C. Davis et N. H. Lazar (6) ont donné les courbes d'efficacité ε_p correspondant à différents cristaux de NaI (Tl) et pour des positions différentes de la source. En utilisant le même système de coordonnées que ces auteurs, nous pouvons placer les trois points déterminés sur une droite qui se situe bien par rapport à celles données par les auteurs (fig. 23).

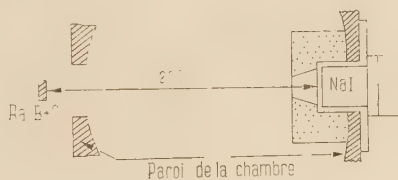


Fig. j.

De plus, nous pouvons calculer les valeurs de ε_T d'après les valeurs fournies par cette droite et nous trouvons :

$$\varepsilon_{T_{279 \text{ keV}}} = 0,73 \pm 0,05$$

$$\varepsilon_{T_{510 \text{ keV}}} = 0,65 \pm 0,05$$

$$\varepsilon_{T_{661 \text{ keV}}} = 0,55 \pm 0,06.$$

Ces valeurs sont en bon accord avec celles données par Bell (5), toutefois les γ plus énergiques sont un peu favorisés étant données les dimensions supérieures de notre cristal (1,3/4 inch sur 2 inch contre 1,1/2 sur 1 inch).

Sur les courbes de Bell données plus haut, nous avons remarqué que la valeur de ε_p diminue quand on rapproche la source du détecteur. Nous avons alors procédé à un étalonnage de ε_p pour une source placée à 20 cm du compteur. Nous avons choisi comme étalon la source de radium de $25 \mu\text{C} \pm 0,9 \mu\text{C}$ du Collège de France que nous avons disposée comme l'indique la figure ci-dessus.

Les nombres de γ émis d'une énergie donnée pendant un temps déterminé sont parfaitement connus.

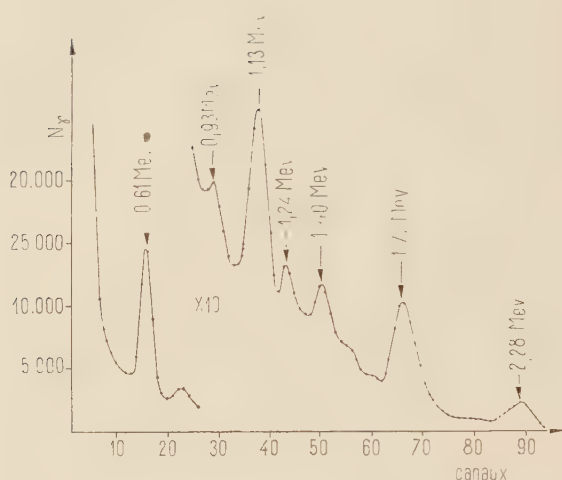


Fig. 24 a. — Spectre des γ de Ra B + C [$E_\gamma > 500$ keV].

Nous avons établi le spectre avec notre analyseur à 100 canaux (fig. 24).

Nous avons décomposé le spectre en nous servant des rapports obtenus entre le sommet et le creux du pic photoélectrique pour des

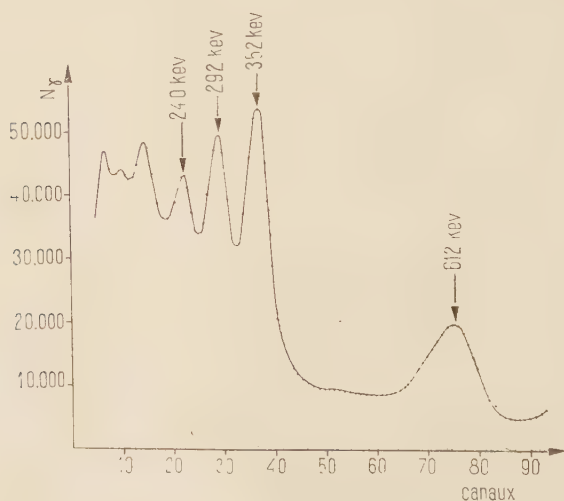


Fig. 24 b. — Spectre des γ de Ra B + C [$E_\gamma < 700$ keV].

spectres de γ bien connus de 510, 278, 660, 1,17, 1,33 MeV, la difficulté de séparation commençant vraiment à partir du pic de 354 keV du spectre composé donné par le radium B + C.

Nous avons obtenu la valeur $\frac{N_p \text{ comptés}}{N \text{ émis dans l'angle } \omega} = \epsilon_p$ pour chacune des raies suivantes :

$$\begin{array}{l} 1,77 \text{ MeV} : 0,10 \pm 0,01, \\ 1,13 \text{ MeV} : 0,13 \pm 0,01, \\ 612 \text{ keV} : 0,23 \pm 0,01, \\ 354 \text{ keV} : 0,33 \pm 0,02, \\ 292 \text{ keV} : 0,40 \pm 0,03. \end{array}$$

Ces points s'alignent parfaitement sur une droite parallèle à celle donnée dans la figure 23 pour la position de la source à la place de la cible.

Nous avons prolongé notre courbe d'étalonnage vers les basses énergies en nous inspirant de la forme des courbes voisines. Mais il est bien évident que la précision sera moindre au-dessous de 200 keV.

CHAPITRE VI

Résultats obtenus.

6.1. Excitation coulombienne du $^{181}_{73}\text{Ta}$. — Nous avons placé une cible de tantale, pesant $\sim 50 \text{ mg.cm}^2$, absorbant toute l'énergie du faisceau d' α , dans la position indiquée auparavant à l'intérieur de la chambre à réaction dans laquelle nous avons établi un vide $< 10^{-5} \text{ mm Hg}$. Nous avons ajusté la valeur des tensions sur les lentilles $\Phi_1 = 35 \text{ kV}$, $\Phi_2 = 20 \text{ kV}$ de façon à retrouver le spectre des α à la même position dans notre sélecteur. L'énergie des α incidents est alors celle déterminée par notre étalonnage $E_\alpha = 11,3 \pm 0,3 \text{ MeV}$. Nous avons procédé à une série d'expériences en éliminant celles pour lesquelles l'étalonnage avait varié en cours de bombardement. Chacun des spectres relevé sur notre analyseur correspond à un nombre déterminé d'impulsions sur l'échelle que nous appellerons Ne.

Nous avons obtenu les spectres des figures 25.

L'étalonnage des spectres ayant été réalisé avec les raies de 279 keV du Hg^{203} , de 510 keV de Na^{22} et de 661 keV du Cs^{137} , nous avons trouvé

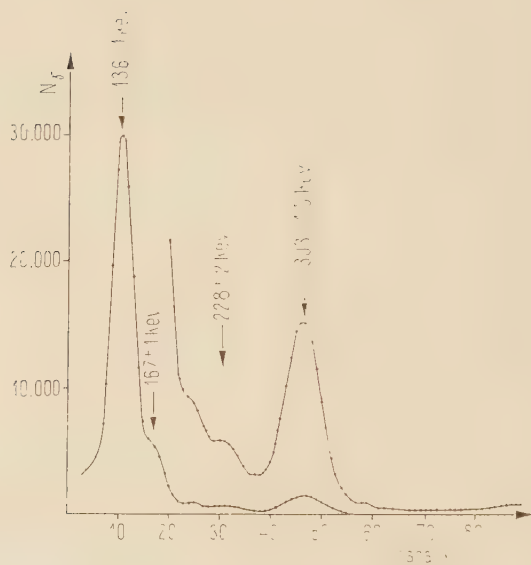


Fig. 25 a. — Cible de Ta.
 $150 \text{ keV} < E_\gamma < 400 \text{ keV}$; $N_e = 70\,000$.

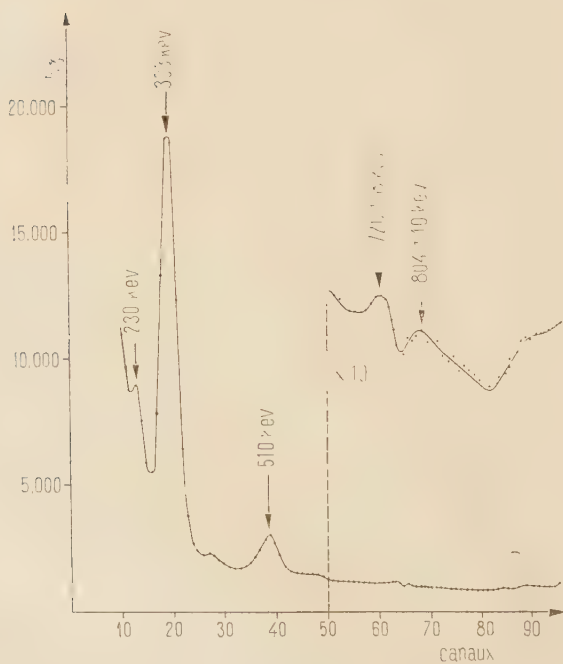


Fig. 25 b. — Cible de Ta.
 $200 \text{ keV} < E_\gamma < 900 \text{ keV}$; $N_e = 200\,000$.

pour l'énergie des raies observées, que nous avons attribuée à l'excitation coulombienne :

$$\begin{aligned} 136 \text{ keV} \pm 1 \text{ keV}, \\ 167 \text{ keV} \pm 1 \text{ keV}, \\ 303 \text{ keV} \pm 1,5 \text{ keV}. \end{aligned}$$

Elles correspondent à l'excitation des deux premiers niveaux de rotation ($K=7/2$, $J=9/2$) et ($K=7/2$, $J=11/2$) de la bande de rotation $K=7/2$. Nous avons déterminé la surface des pics photoélectriques pour chacune de ces énergies.

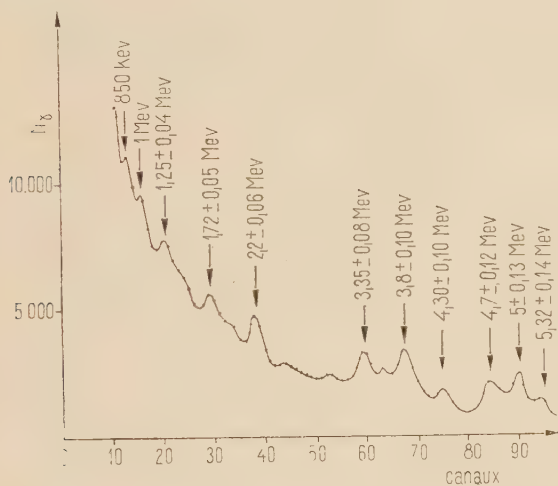


Fig. 25 c. — Cible de Ta.
 $E_\gamma < 800 \text{ keV}$; $N_e = 850\,000$.

Nous avons ensuite procédé à la correction d'efficacité du compteur en nous reportant à la courbe de la figure 23.

Pour remonter au nombre réel de γ émis il nous faut maintenant connaître :

a) les coefficients de conversion totaux dans les différentes couches pour chacun des γ . La détermination de ces coefficients nécessite la connaissance des mélanges $E(2) + M(1)$ correspondant à chacune des transitions. Nous avons adopté les valeurs données par P. H. Stelson et F. K. Mac Gowan (37) qui sont de 1,53 ; 0,79 ; et 0,079 pour les γ de 136 keV, 167 keV et 303 keV respectivement ;

b) la distribution angulaire des γ émis.

Nous pouvons déterminer la distribution angulaire des γ émis en supposant que nous avons affaire uniquement à des excitations par

transition E2. Dans ce cas, Alder et ses collaborateurs (1) ont montré que les coefficients $a_K^2(\nu, \xi)$ et A_K^2 s'appliquant au cas d'une cible épaisse sont approximativement les mêmes que ceux valables pour une cible mince pour une énergie des α plus faible d'un facteur $(1 + \frac{\delta E_2}{E_0})$.

Le facteur $\frac{\delta E_2}{E_0}$ est celui qui intervient dans la détermination du rendement de la cible :

$$(VI.1) \quad Y = \sigma_0 \frac{E_0 N}{(dE/ds)_0} \frac{\delta E_2}{E_0}.$$

σ_0 : section efficace d'excitation coulombienne pour $E = E_0$,

E_0 : énergie des particules incidentes,

N : nombre des noyaux cibles par centimètre carré,

$(\frac{dE}{ds})_0$: ralentissement dans la cible pour $E = E_0$.

La valeur de ν est donnée par :

$$\nu = 2[\eta_i^{-2} - \eta_f^{-2}] \quad \text{avec} \quad \eta_i = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar V_i^2}, \quad \eta_f = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar V_f^2},$$

$$\nu = \frac{2\hbar}{Z_1 Z_2 e^2} \times \left(\frac{2}{A_1 M}\right)^{1/2} (E_i - E_f)^{1/2} = 0,041 (\Delta E')^{1/2}$$

où :

$$\Delta E' = \Delta E \left[1 + \frac{A_1}{A_2}\right].$$

E_i et E_f sont les énergies des α avant et après l'excitation,

M : masse du proton,

ΔE : énergie d'excitation du noyau en MeV,

$A_1 M$: masse de la particule incidente,

$A_2 M$: masse des noyaux de la cible.

Dans notre cas pour $E_0 = 11,3 \text{ MeV} \pm 0,3 \text{ MeV}$:

$$\frac{\delta E_2}{E_0} = 0,27.$$

Nous devons donc déterminer les différents coefficients à partir d'une énergie des α de $11,3 \text{ MeV}/1,27 \neq 9 \text{ MeV}$.

Pour les γ de 303 keV, en supposant que l'excitation soit purement E2 nous avons :

$$\nu = 0,0226$$

$$\xi = 0,26$$

$$a_2^2(\nu, \xi) = 0,45 \quad A_2^2 = 0,168$$

$$a_4^2(\nu, \xi) = 0,02 \quad A_4^2 = 0.$$

Nous obtenons donc :

$$W(\theta_\gamma)_{303} = 1 + 0,075P_2(\cos \theta_\gamma) + \dots$$

En ce qui concerne les γ de 136 keV, l'énergie à laquelle nous devons calculer les coefficients de la distribution est déterminée par $\frac{\varepsilon_{F_2}}{E_0} = 0,37$; elle devient 8,25 MeV.

Dans ce cas :

$$\nu = 0,014 \quad \xi = 0,14.$$

Nous prendrons comme valeur du rapport entre les éléments de matrices réduites pour les transitions E2 et M1 la valeur donnée par MacGowan (29) : $\delta = 0,50$.

Dans ces conditions, nous avons $\delta^2 = 0,25$,

$$a_2^2(\nu, \xi) = 0,25 \quad A_2^2 = 0,02$$

$$a_4^2(\nu, \xi) = 0,02 \quad A_4^2 = 0,27$$

$$W(\theta_\gamma)_{136} = 1 + 0,005P_2(\cos \theta_\gamma) + 0,0054P_4(\cos \theta_\gamma).$$

Pour des petites variations de ξ dans la région considérée $a_2^2(\nu\xi)$ varie à peu près linéairement et $a_4^2(\nu, \xi)$ reste approximativement constant.

F. K. MacGowan et P. H. Stelson ont déterminé expérimentalement les valeurs des produits a_2A_2 et a_4A_4 (29) pour les γ de 303 keV produits par excitation coulombienne avec des protons incidents de 4 MeV.

Ils donnent :

$$a_2A_2 = 0,089 \pm 0,004 \quad a_4A_4 = 0,006 \pm 0,004.$$

Ils ont également déterminé la distribution angulaire des γ de 167 keV et trouvé :

$$W(\theta_\gamma)_{167 \text{ keV}} = 1 + 0,112P_2(\cos \theta_\gamma) + 0,020P_4(\cos \theta_\gamma).$$

Nous prendrons donc des coefficients proportionnels et nous aurons :

$$W(\theta_\gamma)_{167 \text{ keV}} = 1 + 0,106P_2(\cos \theta_\gamma) + 0,012P_4(\cos \theta_\gamma).$$

Nous voyons que ces distributions sont favorisées vers l'avant principalement pour les γ de 303 et 167 keV. Mais il apparaît également que dans notre géométrie nous ferons une erreur au plus égale à quelques p. 100 en les considérant comme isotropes.

Le nombre des γ du spectre dans la raie photoélectrique correspondant à la désexcitation d'un niveau donné est donc :

$$N_{\gamma_p} = N \times Y_\gamma \times \omega \times K \times \frac{1}{1 + \alpha_T} \times \varepsilon_p.$$

N : nombre d' α tombés sur la cible,
 Y_γ : rendement de la cible pour l'excitation du niveau considéré,
 ω : angle solide du détecteur,
 K : rapport d'embranchement du γ considéré,
 α_T : coefficient de conversion totale,
 ε_p : efficacité dans le pic photoélectrique (déterminée au chapitre V).

Nous poserons :

$$N_{\gamma\omega} = \frac{N_{\gamma p}}{\varepsilon_p}.$$

A partir des spectres des figures 25 correspondant à un nombre N_e d'impulsions à l'échelle du moniteur égal à 70 000. Nous avons obtenu :

$$\frac{N_{\gamma\omega}(167 \text{ keV})}{N_{\gamma\omega}(303 \text{ keV})} = 1,81 \pm 0,10.$$

Ce résultat est en bon accord avec ceux de W. I. Goldburg et R. M. Williamson (21) (1,7), P. H. Stelson et F. K. MacGowan (29) (1,74), H. Mark et G. Paulissen (31) (1,7).

Nous pourrions également déterminer le rapport des rendements pour l'excitation des niveaux de 136 keV et 303 keV :

$$\frac{Y_{136 \text{ keV}}}{Y_{303 \text{ keV}}} = 5,5 \pm 0,4.$$

Or si nous déterminons le rapport théorique résultant d'une excitation E_2 nous obtenons d'après les formules (IV. 1) et (VI. 1) :

$$\frac{Y_{136 \text{ keV}}}{Y_{303 \text{ keV}}} = \frac{\left[B(E_2) \times f(\eta_i, \xi) \times \frac{\delta E_2}{E_0} \right]_{136 \text{ keV}}}{\left[B(E_2) \times f(\eta_i, \xi) \times \frac{\delta E_2}{E_0} \right]_{303 \text{ keV}}}.$$

En utilisant les coefficients correspondant à $\nu = 0$ nous pouvons déterminer $\frac{\delta E_2}{E_0}$ en faisant une erreur < 2 p. 100.

Nous avons :

$$\begin{aligned} \xi_{136 \text{ keV}} &= 0,0865 & f(\xi, \eta_i)_{136 \text{ keV}} &= 0,87 \\ \xi_{303 \text{ keV}} &= 0,193 & f(\xi, \eta_i)_{303 \text{ keV}} &= 0,72 \end{aligned}$$

$$\frac{Y_{136 \text{ keV}}}{Y_{303 \text{ keV}}} = 5,1.$$

Nous voyons que nous sommes en bon accord avec la théorie.

Ainsi pour les raies considérées, d'une part nous avons trouvé un bon accord avec les différents résultats théoriques et expérimentaux en utilisant nos α de 11,3 MeV, ce qui montre qu'ils restent valables pour cette énergie; d'autre part, nous avons établi que notre appareillage était

capable de nous donner des résultats avec une précision suffisante pour faire des expériences avec d'autres cibles.

Nous signalons que nous avons observé une raie au voisinage de 228 keV. Nous pouvons l'interpréter comme résultat de la coïncidence des γ de 167 keV avec les X de réarrangement résultant de la conversion de γ de 136 keV de la cascade 167 keV/136 keV provenant de la désexcitation du niveau de 303 keV.

Pour les autres raies du spectre plus énergiques nous verrons qu'elles apparaissent également en bombardant une cible quelconque de Z élevé.

Étant donnée la grande pureté du Ta utilisé, nous ne pouvons que les attribuer à des réactions parasites extérieures à la cible.

6.2. Excitation coulombienne de $^{197}_{79}\text{Au}$. — Il nous est apparu intéressant d'examiner l'excitation coulombienne de $^{197}_{79}\text{Au}$. Ce noyau, éloigné de la région des grandes déformations, correspondant à $150 < A < 190$ possède cependant un spectre qui a été interprété comme étant de rotation.

Alkhazov, Andreyev, Greenberg et Lemberg (3) utilisant un faisceau d'ions N^{+++} ont trouvé des résultats s'écartant de ceux généralement obtenus. Ils ont signalé une raie de 286 keV et une de 580 keV à la place de celles de 278 keV et 550 keV habituellement indiquées par les auteurs, ce qui nous a conduit à étudier la réaction avec notre faisceau de particules α de 11,3 MeV.

Nous avons successivement utilisé les dispositifs I et II, en bombardant une cible épaisse d'or ($\sim 50 \text{ mg/cm}^2$) derrière laquelle se trouvait placé le détecteur. Dans le dispositif II la cible se trouve simplement séparée du compteur à scintillation par une épaisseur de duralumin de 1 mm.

Avec le dispositif I nous avons procédé à la détermination de l'énergie des raies observées dans les diverses régions du spectre.

Avec le dispositif II nous avons déterminé plus exactement les caractéristiques de celles que nous pourrions attribuer à l'excitation coulombienne de $^{197}_{79}\text{Au}$.

6.2-1. Détermination des raies produites par excitation coulombienne. — Nous nous sommes servi des étalons suivants : Hg^{203} , Na^{22} , Co^{60} , Cs^{137} , Na^{24} . Nous avons observé le spectre des γ allant jusqu'à 4 MeV.

Dans la région jusqu'à 1 MeV nous avons observé des raies intenses aux énergies suivantes : $77 \text{ keV} \pm 1 \text{ keV}$, $191 \text{ keV} \pm 1 \text{ keV}$, $278 \text{ keV} \pm 1 \text{ keV}$, 510 keV , $550 \text{ keV} \pm 2 \text{ keV}$ (fig. 26) et des raies beaucoup plus faibles à $720 \text{ keV} \pm 8 \text{ keV}$ et $800 \text{ keV} \pm 10 \text{ keV}$.

Nous avons tenu compte des variations d'étalonnage au cours de l'expérience et adopté la position moyenne. Ceci explique les incerti-

tudes que nous obtenons sur l'énergie des raies ; toutefois on peut étalonner les raies de 278 ou 510 keV en plaçant une source de Hg^{203} ou de Na^{22} entre la cible et le détecteur pendant l'expérience. On voit alors qu'il n'y a pas d'élargissement sur les raies correspondantes du spectre.

Les raies de 510 keV, 720 et 800 keV existent également dans le spectre du tantale. Nous avons d'ailleurs pu agir sur l'intensité du γ de 510 keV en protégeant le cristal par un blindage suffisant. Il semble qu'il soit en grande partie dû aux réactions des α avec le laiton du tube T(2) et du dispositif précédant la cible, ainsi qu'à l'air résiduel dans la chambre.

Au-dessus de 1 MeV nous retrouverons exactement les raies que nous avons trouvées dans le tantale (fig. 25).

Nous devons donc considérer que ce sont bien des raies parasites dues aux réactions nucléaires. Nous avons pu déterminer que la partie du spectre correspondant au γ d'environ 4 MeV est due à une impureté du Pb qui constituait les diaphragmes.

Il ne nous reste donc comme raies provenant de $^{197}_{79}\text{Au}$ intrinsèquement que celles à 77, 191, 278, 550 keV.

Elles correspondent à l'excitation des niveaux de 550 keV, 278 keV, 268 keV et 77 keV suivant le schéma indiqué au chapitre IV.

Ces niveaux ont été excités avec des particules moins énergiques. Etant donnés les résultats favorables obtenus avec le tantale, il nous est apparu intéressant de procéder à une confrontation avec les résultats théoriques et expérimentaux précédemment établis.

Le dispositif II nous a permis d'obtenir des spectres beaucoup plus nets ; nous les avons utilisés pour étudier les diverses raies.

6.2-2. Intensités des γ de désexcitation. — Nous avons utilisé les formes des raies d'étalonnage surtout dans le cas de celle de 278 keV qui coïncide avec celle de ^{203}Hg . Nous avons réalisé la décomposition du spectre en tenant compte d'un fond dû au « Bremsstrahlung » que nous avons fait semblable à celui observé dans le tantale conformément aux données théoriques.

Comme pour le tantale, nous n'avons pas tenu compte dans nos expériences de l'anisotropie des γ émis prévue par la théorie et observée par Eisinger, Cook et Glass (15). Nous avons considéré qu'avec le dispositif II la cible étant très près du cristal, l'erreur ainsi faite est inférieure à celle entraînée par la composition du spectre.

Pour la raie de 77 keV, il apparaît que les corrections dues à l'absorption dans notre géométrie et surtout notre imprécision sur l'efficacité photoélectrique du compteur ne nous permettent pas d'interpréter correctement nos résultats. Nous avons opéré sur les raies de 191 keV, 278 keV et 550 keV.

Nous nous sommes ramené à $N_e = 500\,000$ coups (nombre de coups au moniteur).

En utilisant notre courbe d'étalonnage des efficacités photoélectriques nous avons atteint le nombre de γ tombés sur le détecteur. A part la raie de 550 keV qui est presque entièrement E2 les autres sont des mélanges de transition E2 et M1 plus ou moins convertis.



Fig. 26 a. — Cible d'Au. Dispositif I.
(1) Ne = 200 000 ; (2) Ne = 1 000 000.

Nous avons utilisé les coefficients de conversion totaux déterminés par MacGowan (37) :

$$\alpha_{T_{550 \text{ keV}}} = 0,02 \quad \alpha_{T_{278 \text{ keV}}} = 0,36 \quad \alpha_{T_{191 \text{ keV}}} = 1,09.$$

Le rapport des transitions par la cascade 278 keV/273 keV aux transitions directes pour le 550 keV a été trouvé égal à 4 p. 100 (37).

Les sections efficaces d'excitation coulombienne des deux niveaux de 268 et 278 keV sont très sensiblement dans le rapport des B(E2). Nous utiliserons les spectres correspondant aux figures 26.

Dans ce cas, nous obtenons :

$$B(E2)_{\text{Exc}} / B(E2)_{\text{Exc}} = 0,245 \pm 0,08.$$

268 keV
278 keV

Alder, Bohr, Huus, Mottelson et Winther (1) donnent :

$$\frac{B(E2)_{268 \text{ keV}}}{E(B2)_{278 \text{ keV}}} = \frac{0,08}{0,033} = 0,242.$$

Notre résultat est en bon accord avec cette valeur.

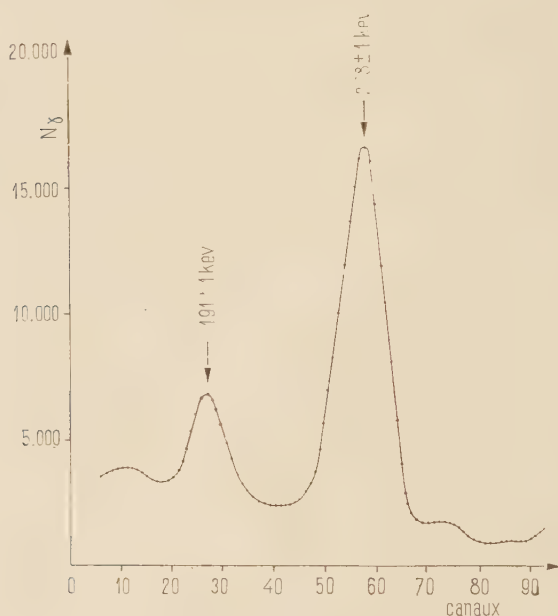


Fig. 26 b. — Cible d'Au.
 $100 \text{ keV} < E_{\gamma} < 400 \text{ keV}$; $N_e = 500\,000$.

En ce qui concerne les sections efficaces relatives aux γ de 278 et 550 keV, nous avons :

$$\begin{aligned} \xi_{278 \text{ keV}} &= 0,192 & f(\xi, \eta)_{278 \text{ keV}} &= 0,75 & \left(\frac{\delta E_2}{E_0}\right)_{278 \text{ keV}} &= 0,26 \\ \xi_{550 \text{ keV}} &= 0,366 & f(\xi, \eta)_{550 \text{ keV}} &= 0,43 & \left(\frac{\delta E_2}{E_0}\right)_{550 \text{ keV}} &= 0,17. \end{aligned}$$

Théoriquement nous avons :

$$\frac{Y_{550 \text{ keV}}}{Y_{278 \text{ keV}}} = \frac{[B(E2) \times \frac{\delta E_2}{E_0} \times f(\xi, \eta)]_{550 \text{ keV}}}{[B(E2) \times \frac{\delta E_2}{E_0} \times f(\xi, \eta)]_{278 \text{ keV}}}.$$

En prenant les valeurs indiquées par les auteurs précités pour $B(E2)_{550 \text{ keV}}$ et $B(E2)_{278 \text{ keV}}$ nous obtenons :

$$\frac{Y_{550 \text{ keV}}}{Y_{278 \text{ keV}}} \neq 0,50.$$

Nos expériences donnent :

$$\frac{Y_{550 \text{ keV}}}{Y_{278 \text{ keV}}} = 0,57 \pm 0,05.$$

Il existe un bon accord avec la théorie compte tenu de la difficulté à décomposer le spectre autour de 550 keV à cause de la raie parasite à 510 keV.

Ces résultats confirment les résultats obtenus avec une énergie inférieure, et toutes les conclusions tirées pour le mode d'excitation par transition $E2$.

En ce qui concerne les γ plus énergiques observés, nous voyons en comparant les figures 25 et 26 que l'on retrouve exactement les mêmes raies, ce qui confirme notre conclusion du paragraphe 1.

Il était à ce moment intéressant de comparer les résultats concernant $^{181}_{73}\text{Ta}$ et $^{197}_{79}\text{Au}$ pour voir s'il nous était possible d'après nos données de comparer les sections efficaces de deux noyaux différents.

Le sélecteur à 100 canaux permet de comparer d'une façon certaine les sections efficaces relatives à deux raies observées sur le même spectre. Les pertes du sélecteur sont effectivement réparties également sur l'ensemble du spectre. Mais dans le cas de deux spectres différents, il est nécessaire de tenir compte des pertes. Or, il est difficile de les chiffrer exactement car nous ne connaissons que la valeur instantanée de leur taux. Il serait évidemment idéal de travailler avec des pertes $\neq 0$, mais pour les raisons précitées, il nous était nécessaire d'avoir des temps d'expériences courts, donc des intensités maxima.

Ainsi nous avons comparé les sections efficaces pour les niveaux de 278 keV de $^{197}_{79}\text{Au}$ et de 303 keV de $^{181}_{73}\text{Ta}$.

Théoriquement le rapport des rendements en cible épaisse est :

$$\frac{Y_{278 \text{ keV}}}{Y_{303 \text{ keV}}} = 0,515.$$

Dans les expériences correspondant aux figures 25 et 26 pour lesquelles nous avons respectivement $Ne = 70\,000$ et $500\,000$ coups, nous avons noté que les pertes étaient inférieures à 5 p. 100 pour le tantale et de l'ordre de 30 p. 100 pour l'or. Nous aurons donc approximativement :

$$\frac{Y_{278 \text{ keV}}}{Y_{303 \text{ keV}}} = 0,48.$$

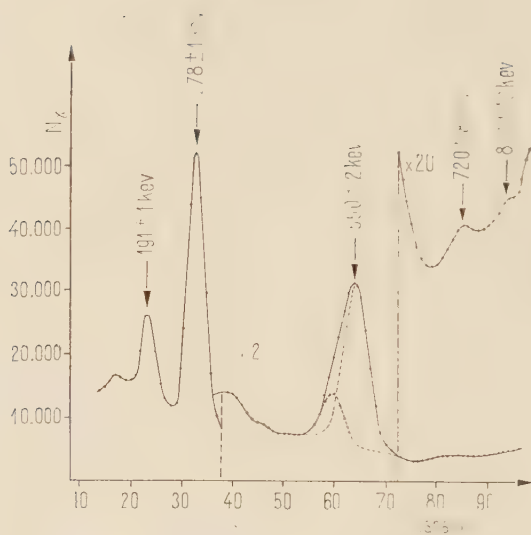


Fig. 26 c. — Cible d'Au.
 $100 \text{ keV} < E_{\gamma} < 1 \text{ MeV}$; $N_e = 850\,000$.

La précision ne saurait dépasser 10 p. 100 et l'on voit que nous avons une valeur approchante.

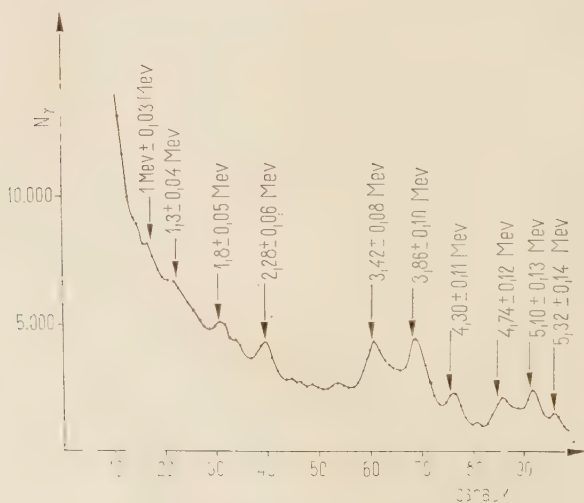


Fig. 26 d. — Cible d'Au.
 $E_{\gamma} < 800 \text{ keV}$; $N_e = 850\,000$.

Il nous est donc permis de comparer avec la précision indiquée les sections efficaces de noyaux différents.

6.3. **Excitation coulombienne du Pt.** — Nous avons bombardé une cible très pure d'un mélange naturel d'isotopes du platine d'environ 80 mg/cm^2 . Nous avons alors obtenu le spectre de la figure 27 qui nous a montré qu'on retrouvait tous les γ d'excitation coulombienne observés avec des cibles d'isotopes séparés.

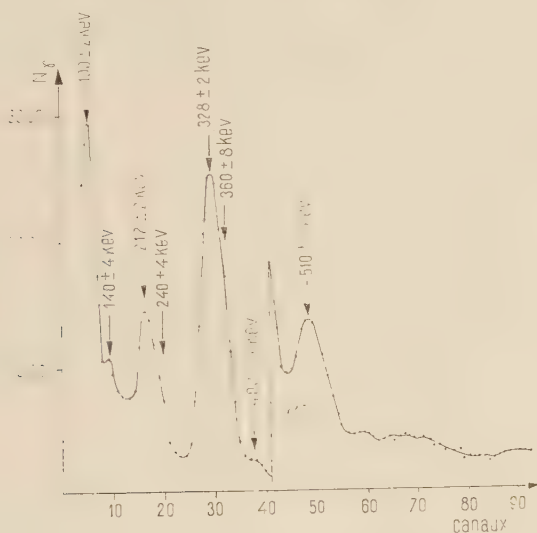


Fig. 27. — Cible de Pt.
 $80 \text{ keV} < E_\gamma < 1 \text{ MeV}$; $\text{Ne} = 100\,000$.

Nous observons les raies suivantes :

$100 \pm 4 \text{ keV}$	$328 \pm 2 \text{ keV}$
$140 \pm 4 \text{ keV}$	$360 \pm 8 \text{ keV}$
$212 \pm 2 \text{ keV}$	$404 \pm 4 \text{ keV}$
$240 \pm 4 \text{ keV}$	$510 \pm 4 \text{ keV}$

Pour la région supérieure nous retrouvons des spectres rappelant ceux obtenus avec $^{181}_{73}\text{Ta}$ et $^{197}_{79}\text{Au}$.

Les raies ont été ainsi attribuées :

^{194}Pt	: 328 keV
^{196}Pt	: 360 keV
^{198}Pt	: 404 keV
^{195}Pt	{
	100 keV
	140 keV
	212 keV
	240 keV.

La raie de 510 keV est la raie parasite toujours observée.

Nous voyons que nous ne sommes pas tout à fait en accord avec les résultats donnés par P. H. Stelson et F. K. Mac Gowan (37) en ce qui concerne le niveau de 140 keV. Il y aurait lieu de faire des expériences en coïncidence pour préciser l'origine du γ de 100 keV et réexaminer le schéma des niveaux du Pt^{195} .

6-4. Remarques sur l'excitation coulombienne du plomb. — Dans toutes les expériences précédentes, nous avons utilisé des diaphragmes et des protections constitués de plomb commercial. Nous avons examiné la

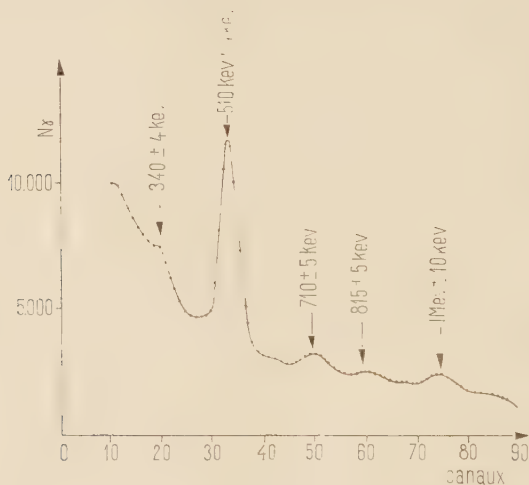


Fig. 28. — Cible de Pb.
 $200 \text{ keV} < E_{\gamma} < 1,1 \text{ MeV}$; $\text{Ne} = 105\,000$.

contribution possible de réactions avec ce plomb à la formation des différents spectres obtenus.

Nous avons d'abord utilisé comme cible un Pb de même composition. Pour la région d'énergie supérieure à 1 MeV, nous avons observé un spectre avec des raies absolument identiques à celles obtenues avec $^{197}_{79}\text{Au}$ et $^{181}_{73}\text{Ta}$, mais beaucoup plus intenses.

Nous avons alors installé à l'intérieur de la chambre une protection de cuivre de façon telle que le faisceau ne puisse frapper que ce cuivre et la cible. Nous avons encore observé le même spectre mais avec des raies atténuées.

Nous avons remplacé la cible par une autre cible de plomb d'une grande pureté. Pour un même nombre d'impulsions au moniteur les raies sont devenues extrêmement faibles.

Nous en avons conclu que dans les expériences précédentes la partie énergétique des spectres était essentiellement due à une impureté du plomb commercial des diaphragmes et des protections.

Nous avons alors examiné en enlevant la protection de cuivre, la partie du spectre correspondant à des γ ayant des énergies comprises entre 300 keV et 1 MeV.

L'étude de ces γ ne nous a pas permis de conclure quant à l'origine certaine de la raie observée à 810 keV par différents auteurs (4) (37).

Nous donnerons la courbe relative à cette partie du spectre (fig. 28).

Nous y trouvons une raie intense à 510 keV. Elle s'explique aisément par les paires créées dans le plomb par les γ de haute énergie produits par réactions dans les impuretés de la cible ou sur les noyaux légers voisins.

Nous y trouvons également des raies à 710 ± 5 keV, à 815 ± 5 keV et 1 MeV ± 10 keV; or, pour toutes les cibles étudiées, nous avons trouvé des raies à ces niveaux, sauf pour la raie de 340 keV, avec une importance toutefois moindre par rapport au fond.

En outre, nous observons une raie à 340 keV ± 4 keV. Cette raie a déjà été signalée comme provenant d'une réaction sur l'oxygène (23).

Il nous est difficile de préciser l'origine du γ de 710 keV. L'utilisation d'isotopes séparés et de diaphragmes d'un corps très pur pourrait nous permettre de conclure.

CONCLUSION

L'étude des caractéristiques du faisceau du cyclotron nous a permis de construire un dispositif de concentration et d'analyse du faisceau.

Nous avons pu l'extraire hors de l'enceinte de protection du cyclotron à l'intérieur de laquelle il était difficile de réaliser des expériences utilisant le faisceau direct, au moyen de lentilles électriques que nous avons mis au point.

Les performances obtenues nous ont permis d'utiliser le faisceau concentré d'x dont l'intensité est comprise entre 0,005 μ A et 0,01 μ A et dont l'énergie est de $11,3 \pm 0,3$ MeV pour des conditions de marche bien définies pour un faisceau de 0,1 μ A à la sortie du déflecteur.

Nous avons réalisé des expériences d'excitation coulombienne sur $^{181}_{73}\text{Ta}$, $^{197}_{79}\text{Au}$, et des cibles de Pt et de Pb :

— les résultats obtenus avec le tantale confirment ceux observés avec des particules de plus faible énergie et constituent un test favorable pour l'appareillage que nous avons construit et notre méthode d'étude ;

— l'excitation coulombienne de $^{197}_{79}\text{Au}$ nous a permis de retrouver les valeurs généralement obtenues, infirmant ainsi celles indiquées par Alkhazov et ses collaborateurs ;

— l'excitation du Pt nous a montré la nécessité d'une étude plus approfondie pour élucider la légère divergence de nos résultats avec ceux indiqués par Alder et ses collaborateurs ;

— celle du Pb ne nous a pas autorisé à conclure quant à la raie de 810 keV observée par certains auteurs mais nous a permis de préciser l'origine de la partie du spectre de haute énergie trouvée avec les noyaux de $^{181}_{73}\text{Ta}$ et $^{197}_{79}\text{Au}$.

L'utilisation de l'aimant d'analyse du faisceau et des chambres à réactions à compteurs et à plaques nucléaires que nous avons réalisés, permettra d'utiliser avec fruit le faisceau du cyclotron en vue d'obtenir des résultats plus précis.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) ALDER, BOHR, HUUS, MOTTELSON et WINTHER. — *Rev. Mod. Phys.*, 1956, **28**, 432.
- (2) ALDER, BOHR, HUUS, MOTTELSON et WINTHER. — *Erratum à Rev. Mod. Phys.*, 1956, **28**, 432.
- (3) ALKHAZOV, ANDREYEV, GREENBERG et LEMBERG. — *Nuclear Phys.*, 1956, **2**, 25.
- (4) P. BARLOUTAUD, T. GJERBINE et M. RIOU. — Conférence d'Amsterdam, 1956.
- (5) BELL. — *Beta and Gamma Rays Spectroscopy*. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1955, 154.
- (6) P. R. BELL, R. C. DAVIS et N. P. LAZAR. — *Phys. Prog. Rep.*, sept. 1955.
- (7) M. Y. BERNARD. — *Thèse*, octobre 1953, Paris.
- (8) BETHE. — *Rev. Mod. Phys.*, 1937, **9**, 245.
- (9) L. C. BIEDENHARN et M. E. ROSE. — *Rev. Mod. Phys.*, 1953, **25**, 729.
- (10) F. BOEHM et P. MARMIER. — *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 342.
- (11) A. BOHR. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 134.
- (12) A. BOHR et B. MOTTELSON. — *Kgl. Danske. Videnskab. Selskab. Mat. fys. Medd.*, 1953, **27**, 16.
- (13) K. BOYER, H. E. GROVE, J. A. HARVEY, M. DEUTSCH et M. S. LEVINGSTONE. — *Rev. Sc. Inst.*, 1951, **22**, 310.
- (14) M. CAMAC. — *Rev. Sc. Inst.*, 1951, **22**, 1957.
- (15) COOK, GLASS et EISINGER. — *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 342.
- (16) COURANT, LIVINGSTONE et SNYDER. — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 1190.
- (17) W. G. CROSS. — *Rev. Sc. Inst.*, 1951, **22**, 717.
- (18) CURTIS et J. L. FOWLER. — *Rev. Sc. Inst.*, 1949, **20**, 388.
- (19) R. B. DAY et T. HUUS. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 761.
- (20) DAYTON, SCHOEMAKER et MOZLEY. — *Rev. Sc. Inst.*, 1954, **25**, 455.
- (21) W. I. GOLDBURG et R. M. WILLIAMSON. — *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 767.
- (22) N. P. HEYDENBURG et G. M. TEMMER. — *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 906.
- (23) N. P. HEYDENBURG et G. M. TEMMER. — *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 150.
- (24) T. HUUS et C. ZUPANČIČ. — *Kgl. Danske. Videnskab. Selskab. Mat. fys. Medd.*, 1953, **28**, n° 1.

- (25) KNOEDEL et HAHN. — *Rev. Sc. Inst.*, 1951, **22**, 904.
 - (26) LANDAU. — *Phys. Z. Sow.*, 1932, **1**, 88.
 - (27) C. L. MACCLELLAND. — *Thèse*, Massachusetts Institute of Technology, août 1952.
 - (28) MACCLELLAND et GOODMAN. — *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 760.
 - (29) E. K. MACGOWAN et P. H. STELSON. — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 127.
 - (30) MACGOWAN et STELSON. — *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 522.
 - (31) H. MARK et G. PAULISSON. — *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 813.
 - (32) P. SAVEL. — *Journal de Physique*, 1925, **4**, 121.
 - (33) G. SCHARFF, GOLDBABER et J. WENEGER. — *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 212.
 - (34) SHOEMAKER, BRITTEN et CARLSON. — *Phys. Rev.*, 1952, **56**, 852.
 - (35) SHULL et DANNISSON. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1564.
 - (36) F. B. SHULL, C. E. MACFARLAND et M. M. BREDSCHER. — *Rev. Sc. Inst.*, 1954, **25**, 365.
 - (37) P. H. STELSON and F. K. MACGOWAN. — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 112.
 - (38) STERNHEIMER. — *Rev. Sc. Inst.*, 1952, **23**, 629.
 - (39) STERNHEIMER. — *Rev. Sc. Inst.*, 1953, **24**, 573.
 - (40) G. TEMMER et N. P. HEYDENBURG. — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 617 (A).
 - (41) L. VIGNERON. — *Thèse*, mars 1952.
 - (42) WEISSHOPF. — *Phys. Rev.*, 1953, **83**, 1073.
 - (43) L. WILETS et M. JEAN. — *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 788.
 - (44) F. K. ZAVOISKY, M. M. BUSTLOV, A. G. PLAKHOV et G. E. SMOLKIN. — *Journal of Nuclear Energy*, 1957, **4**, 340.
-

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Divergence par rapport aux prévisions
de la théorie du noyau composé
dans les réactions nucléaires.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 26 mai 1958.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. PÈRÈS.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
JEAN SARRAILH.

